ÜBER DIE VORGÄNGE BEI DER ÖFFNUNG VON STROMKREISEN, INSBESONDERE BEI DER KOMMUTIERUNG IN GLEICHSTROM-DYNAMOMASCHINEN.

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

GENEHMIGT

VON DER PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT

DER

FRIEDRICH-WILHELMS-UNIVERSITÄT ZU BERLIN.

...TAD
...D BAT.
BIBL.

VON

GUSTAV ZICKNER

AUS BERLIN-SCHÖNEBERG.

DRUCK VON FRIEDR. VIEWEG & SOHN, BRAUNSCHWEIG.

8 b

ÜBER DIE VORGÄNGE BEI DER ÖFFNUNG VON STROMKREISEN, INSBESONDERE BEI DER KOMMUTIERUNG IN GLEICHSTROM-DYNAMOMASCHINEN.

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

GENEHMIGT

VON DER PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT

DER

FRIEDRICH-WILHELMS-UNIVERSITÄT
ZU BERLIN.

ACAD.
LUGD. BAT.
BIBL.

VON

GUSTAV ZICKNER

AUS BERLIN-SCHÖNEBERG.

TAG DER PROMOTION: 8. SEPTEMBER 1914.

Referenten:

Professor Dr. Wehnelt.

Professor Dr. Planck.

Meinen Eltern.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546508_0044

I.

Systematische Darstellung der Vorgänge in der zu kommutierenden Spule eines Trommelankers.

1. Einleitung. Die modernen Gleichstrommaschinen sowie die modernen kommutierenden Wechsel- und Drehstrommotoren sind fast ausschließlich mit Trommelankern ausgerüstet. Die Konstruktion eines Trommelankers ist in besonders einfacher Weise von Herrn Martens im zweiten Bande der „Physikalischen Grundlagen der Elektrotechnik", von Herrn Martens und dem Verfasser in einer kleinen Arbeit über eisenfreie Unterrichtsmaschinen [1]) dargestellt worden. Wirkungsweise und Schaltung von Gleichstrommaschinen sind unter anderem von Herrn Martens in dem erwähnten Buche eingehend behandelt.

Viel komplizierter als die allgemeine Wirkungsweise kommutierender Maschinen sind die Vorgänge, die sich nacheinander in jeder einzelnen Spule des Trommelankers ungefähr in der Zeit abspielen, in der die Stromrichtung in der Spule umgekehrt wird, kurz, die Vorgänge in der zu kommutierenden Spule.

In der vorliegenden Arbeit sind die Vorgänge in der zu kommutierenden Spule eingehend behandelt, während die allgemeine Wirkungsweise kommutierender Maschinen als bekannt vorausgesetzt wird.

Im vorliegenden ersten Kapitel sind die Vorgänge in der zu kommutierenden Spule systematisch dargestellt. Diese Darstellung ist von Herrn Martens und dem Verfasser gemeinsam ausgearbeitet, und nicht nur in die vorliegende Arbeit, sondern mit einigen Änderungen auch in eins der letzten Kapitel der „Physikalischen Grundlagen" aufgenommen worden.

---

[1]) Literaturverzeichnis Nr. 105.

In den späteren Kapiteln der vorliegenden Arbeit sind die teils alten, teils neuen Anschauungen, die im ersten Kapitel enthalten sind, eingehend behandelt, und zwar teilweise auf Grund von theoretischen Überlegungen, teilweise auf Grund von Experimenten, teilweise auf Grund kritischer Betrachtung der einschlägigen Literatur. Den Inhalt von Kap. II bilden z. B. teils bekannte, teils neue Untersuchungen über Öffnungsvorgänge. Diese Vorgänge hängen mit der Funkenbildung an den Bürsten kommutierender Maschinen aufs engste zusammen.

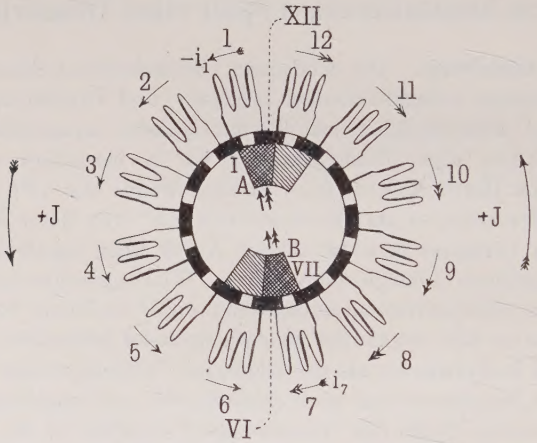

Fig. 1.

2. Vorgänge vor Beginn und nach Beendigung des durch eine schmale Bürste verursachten Kurzschlusses einer Spule. Der Netzleiterstrom $2J$ wird durch die Schleifbürsten und die Kommutatorsegmente der Wickelung des Trommelankers zugeführt bzw. entnommen. In Fig. 1 ist schematisch der Rotor einer Gleichstrommaschine dargestellt. Der Netzleiterstrom tritt durch die oben liegende Schleifbürste A in die Rotorwickelung ein und verläßt diese durch die unten liegende Schleifbürste B. Von den beiden Bürsten seien nur die kreuzweise schraffierten Hälften A und B, nicht die einfach schraffierten Hälften vorhanden. Der Netzleiterstrom $2J$ teilt sich beim Eintritt in den Rotor in zwei Teilströme; der durch Pfeile mit einer Spitze bezeichnete Teil-

strom $+J$ durchfließt die Spulen 2, 3, 4, 5, 6; der durch Pfeile mit zwei Spitzen bezeichnete Teilstrom $+J$ durchfließt die Spulen 12, 11, 10, 9, 8. Daß die Größe $+J$ zeitlich konstant ist, liegt zum Teil an der Selbstinduktion der vielen in Reihe geschalteten Spulen, aus denen jede Hälfte der Ankerwickelung besteht. Ist die Anzahl der gesamten, auf der Mantelfläche liegenden wirksamen Leiter gleich $2z_R$, so hat der Trommelanker die Amperewindungszahl $z_R . J$.

Die Ebene, welche die in verschiedener Richtung durchflossenen Leitergruppen voneinander trennt, ist ausschließlich von der Bürstenstellung abhängig und sei als Bürstenebene bezeichnet (BB in Fig. 6, S. 21). In der kurzen Zeit, während welcher die Ebene einer Ankerspule mit der Bürstenebene kleine Winkel bildet, muß die Stromstärke i in der Spule der Richtung nach umgekehrt werden, wird die Ankerspule als „die zu kommutierende Spule“ bezeichnet.

Bei Trommelankern mit einem Polpaar liegen die Nuten, welche eine Spule beherbergen, nahezu einander gegenüber. Der momentane magnetische Induktionsfluß $\mathfrak{N}$, welcher eine Spule durchsetzt, ist hauptsächlich von der Lage der Spulenebene, ein wenig auch vom Spulenstrom J, abhängig; dasselbe gilt für den momentanen magnetischen Verschiebungsstrom $\mathfrak{m} = (1/4\pi)\, d\mathfrak{N}/dt$, welcher die Spule durchsetzt. Diejenige Ebene (MM in Fig. 5, S. 20), in welcher eine Spule liegt, wenn sie vom maximalen Induktionsfluß $\mathfrak{N}$, also vom Verschiebungsstrom $\mathfrak{m} = 0$ durchsetzt wird, ist im folgenden als Ebene maximalen Induktionsflusses oder kurz als Maximalebene bezeichnet. Die Lage dieser Ebene wird merklich von der Belastung der Maschine beeinflußt.

Als Symmetrieebene (SS in Fig. 5, S. 20) werde die Ebene bezeichnet, in welcher eine Spule liegt, wenn sie bei stromlosem Anker vom maximalen magnetischen Induktionsfluß durchsetzt wird. Die Lage der Symmetrieebene ist nur von der Konstruktion des Stators abhängig.

Von besonderer Wichtigkeit für die Wirkungsweise der Maschine ist die momentane Stromstärke in den beiden Spulen, welche die an den Bürsten anliegenden Segmente verbinden. Fig. 1 stellt einen Zeitpunkt $t < T$ dar, in welchem die Spulen 1 bzw. 7 von den Bürsten A bzw. B kurzgeschlossen sind. Kurz nach dem in der Figur dargestellten Zeitpunkt, zur Zeit $t = T$, läuft das

Segment I, welches zur Zeit $t = 0$ auf die Bürste A aufgelaufen ist, von dieser ab; gleichzeitig verläßt das Segment VII die Bürste B. Die zwischen den Segmenten XII und I liegende Spule 1 ist während des Verlaufes der Zeit T kurzgeschlossen, ebenso die zwischen den Segmenten VI und VII liegende Spule 7. Die Stromstärke i_1 in der Spule 1 ist längere Zeit vor dem Auflaufen des nacheilenden anliegenden Segmentes XII gleich $+ J$, d. h. gleich der Stromstärke in den nachlaufenden Spulen 12, 11 usw. Dagegen ist die Stromstärke i_1 in der Spule 1 längere Zeit nach dem Ablaufen des voreilenden anliegenden Segmentes I von gleicher Richtung wie in den voreilenden Spulen, hat also den Wert $-i_1 = +J$, also $i_1 = -J$.

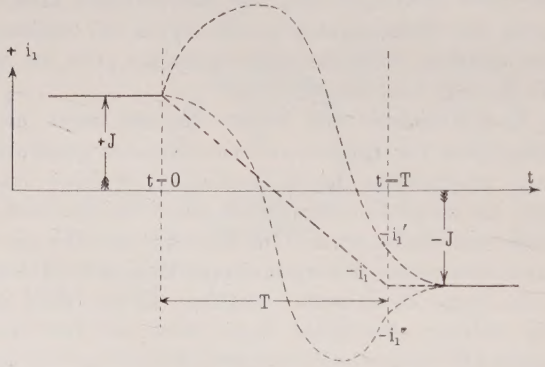

Fig. 2.

Die Erfahrung zeigt, daß am auflaufenden Segment im allgemeinen keine Funken entstehen. Jede Spule eines Trommelankers ist also bis zum Auflaufen des nacheilenden anliegenden Segmentes, also bis zur Zeit $t = T$, die einzige stromführende Verbindung zwischen der Bürste und den der Spule nacheilenden Spulen und daher Träger des halben Netzleiterstromes $+ J$. Diese Tatsache ist in Fig. 2 dargestellt.

Man beobachtet ferner, daß im allgemeinen am ablaufenden Kollektorsegment Funken auftreten. Funken oder Lichtbögen sind nun Bahnen des elektrischen Stromes in Gasen und transportieren elektrische Ladungen durch die Gasstrecke. Der ge-

samte von einer Bürste (A) zum ablaufenden Segment (I in Fig. 1) übergehende Strom muß gleich dem halben Netzleiterstrom $+J$ in den vorlaufenden Spulen sein. Folglich ist die Summe der Ströme i_B und $-i_1$ gleich $+J$ oder es ist bereits unmittelbar nach dem Ablaufen, also

zur Zeit $t \lessgtr T$, der Lichtbogenstrom $i_B = J - (-i_1)$. (1)

Ist $(-i_1) = J$, so ist $i_B = 0$. Wenn die Stromstärke in der zu kommutierenden Spule unmittelbar nach Öffnung der Spule, also nach dem Ablaufen des voreilenden anliegenden Segmentes, gleich dem die vorlaufenden Spulen durchfließenden halben Netzleiterstrom ist, dann, und zwar nur dann ist beim Ablaufen die Berührungsfläche zwischen Schleifbürste und ablaufendem Segment stromlos, so daß das Ablaufen wie das Öffnen eines beliebigen stromlosen Schalters funkenlos erfolgt. Die Stromstärke muß also für $t > T$ so verlaufen wie die gerade Linie der Fig. 2, welche anfangs gestrichelt, sodann ausgezogen ist.

Zwischen Bürste und ablaufendem Segment kann entweder durch Vermittelung des noch anliegenden Segmentes oder durch eine Hilfsschleifbürste ein Kondensator eingeschaltet werden. Dieser Kondensator würde die Rolle des Lichtbogens, den Strom i_B hindurchzulassen, übernehmen, wenn er sich wie eine große, widerstandsfreie Kapazität verhielte. (Vgl. Kap. II, 19.) Die Kapazität, die bei jeder Maschine zwischen zwei Kommutatorsegmenten und zwischen den Enden der die Segmente verbindenden Spule vorhanden ist, ist zu klein (vgl. Kap. IV, 29), um genügende Ladungsmengen aufzunehmen, d. h. den Strom i_B so lange hindurchzulassen, bis die Stromstärke in der soeben geöffneten Spule gleich der Stromstärke in den voreilenden Spulen ist. Der Strom i_B muß also bei Nichterfüllung der Bedingung $(-i_1)_{t=T} = J$ seinen Weg durch die Luft nehmen, als Lichtbogen übergehen.

Erfahrungsgemäß erlischt der Lichtbogen nur dann bald, wenn die maximale Spannung zwischen zwei benachbarten Segmenten unter 20 bis 35 Volt bleibt; Trommelanker mit höherer Maximalspannung der einzelnen Spulen sind in Gefahr, durch Bildung dauernder Lichtbögen zerstört zu werden.

Der Lichtbogenstrom $i_B = J - (-i_1)$ ist von der Eintrittsbürste zum ablaufenden Segment gerichtet (oder

umgekehrt), wenn die wirkliche Stromstärke ($-i_1$) in der soeben geöffneten Spule kleiner (oder größer) ist als die Stromstärke ($+J$) in den voreilenden Spulen.

3. Vorgänge während des Kurzschlusses einer Spule durch eine schmale Bürste. Die vom Strome $-i_1$ durchflossene Spule 1 enthält eine Menge magnetischer Enèrgie, welche sich nicht sprungweise ändern kann und daher auch plötzliche Änderungen des Spulenstromes unmöglich macht. Die Stromstärke in der zu kommutierenden Spule eines Trommelankers hat also unmittelbar vor der Öffnung denselben Wert wie unmittelbar nach der Öffnung. Hieraus und aus Gl. (1) ergibt sich folgendes; es ist

zur Zeit $t \leqq T$ der Lichtbogenstrom $i_B = J - (-i_1)$. . (2)

Damit kein Lichtbogen zwischen einer Schleifbürste und dem ablaufenden Kommutatorsegment entsteht, muß nach und unmittelbar vor dem Ablaufen die Stromstärke in der beim Ablaufen geöffneten Spule gleich der halben Netzleiterstromstärke sein und dieselbe Richtung haben wie in den voraneilenden Spulen.

Wenn die Stromstärke in der kurzgeschlossenen Spule kurz vor der Öffnung einen beliebigen kleinen, etwa zwischen $+J$ und $-J$ liegenden Wert hat, so tritt nach obigem bei der Öffnung ein Lichtbogen auf; doch ist dieser nicht gerade von zerstörender Wirkung. Gefährliche Lichtbögen treten dann auf, wenn die Stromstärke in der noch kurzgeschlossenen Spule unmittelbar vor der Öffnung sehr erhebliche Werte hat, beispielsweise gleich $\pm 20\ J$ ist. Das Fließen eines starken Stromes in der noch kurzgeschlossenen Spule eines Trommelankers und damit die Bildung eines gefährlichen Lichtbogens am ablaufenden Segment ist dann, und zwar nur dann möglich, wenn die noch kurzgeschlossene Spule von einem starken magnetischen Verschiebungsstrom durchsetzt wird, wenn also die Bürstenebene von der Ebene maximalen Induktionsflusses erheblich abweicht.

Es gibt einen Umstand, der zunächst geeignet erscheint, die Gefahr starker Kurzschlußströme herabzusetzen. Die Berührungsfläche zwischen Bürste und dem einen anliegenden Segment (A und

I in Fig. 1) verkleinert sich allmählich, während die Berührungsfläche zwischen Bürste und dem anderen anliegenden Segment (*A* und XII in Fig. 1) allmählich zunimmt. Wären die Übergangswiderstände den Berührungsflächen umgekehrt proportional, so würde folgendes eintreten. Unmittelbar vor dem Ablaufen wäre der Kurzschlußwiderstand der beim Ablaufen geöffneten Spule (1 in Fig. 1) unendlich groß, wäre also die Kurzschlußstromstärke in der Spule gleich Null. Damit würde (beim Trommelanker wie bei jedem beliebigen Schalter) der Anlaß zu gefährlicher Funkenbildung fortfallen. Eine solche tritt aber erfahrungsgemäß ein; daher kann die Kurzschlußstromstärke in der noch kurzgeschlossenen Spule nicht, wie die Berührungsfläche, kurz vor dem Öffnen gleich Null werden. Dies erklärt sich aus folgender Überlegung (vgl. 11). Die kleine Berührungsfläche wird beim Durchgang starker Ströme warm und behält geringen Widerstand, weil der spezifische Widerstand der Kohle und, wie Versuche gezeigt haben, auch der spezifische Widerstand der Übergangsschicht mit wachsender Temperatur stark abnehmen.

4. Vorgänge nach dem Auflaufen eines Segmentes und vor dem Ablaufen des nächsten bei großer Bürstenbreite. Die Bildung gefährlicher Lichtbögen wird nach vorstehendem durch die von der Rotation verursachte Änderung der Berührungsflächen zwischen Bürste und Segmenten nicht vermieden. Man muß sich also nach anderen Mitteln umsehen. Ein solches Mittel ist der Ersatz der bisher angenommenen schmalen Schleifbürste durch eine breite. In Fig. 1 stellen die beiden verschieden schraffierten Teile der Bürsten eine solche Anordnung dar. Die Erfahrung zeigt, daß eine Schleifbürste, deren Breite groß ist und beispielsweise $2^1/_2$ Segmente beträgt, die Gefahr der Funkenbildung außerordentlich herabsetzt. Worauf dieser günstige Einfluß großer Bürstenbreite beruht, wird im folgenden dargelegt.

Zwei stromdurchflossene koaxiale Ringe, 1 bzw. 2, seien von gleichem Durchmesser und von den Strömen i_1 bzw. i_2 durchflossen.

Ist der Abstand beider Ringe beträchtlich, so gilt für die Stromstärken i_1 und i_2 folgendes. In der unmittelbaren Umgebung jeden Ringes ist die magnetische Energie praktisch nur von der

Stromstärke in dem sehr nahen Ringe abhängig. Daher müßte sich die Energie dieser Teile des gesamten magnetischen Feldes sprungweise ändern, wenn sich die Stromstärke in dem sehr nahen Ringe sprungweise ändern würde. Da die sprungartige Änderung der Feldenergie nicht möglich ist, so kann keine der beiden Stromstärken i_1 und i_2 sich sprungweise ändern.

Anders liegt die Sache bei sehr großer Nähe beider Ringe. Dann ist die Feldenergie praktisch an allen Stellen proportional $(i_1 + i_2)^2$; also kann sich bei konstant bleibender Summe $i_1 + i_2$ jede der Größen i_1 und i_2 sprungweise ändern; z. B. kann plötzlich i_1 von i auf $^1/_2\, i$ sinken, i_2 von Null auf $^1/_2\, i$ steigen.

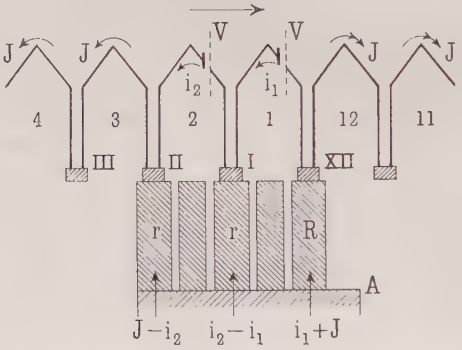

Fig. 3.

Ähnlich wie die beiden Ringe des zweiten Beispieles verhalten sich die durch eine breite Bürste gleichzeitig kurzgeschlossenen Spulen eines Trommelankers. Unter den in Fig. 3 dargestellten Annahmen lassen sich für die Zeit zwischen dem Auflaufen des Segmentes II und dem Ablaufen des Segmentes XII, also während des Kurzschlusses der beiden Spulen 1 und 2 durch die Schleifbürste, einfache Differentialgleichungen aufstellen. Die erwähnten Annahmen sind folgende. 1. Eine innerhalb der Bürste gelegene Fläche A (z. B. die metallische Fassung einer Kohlebürste) habe die Eigenschaft, daß ihre sämtlichen Teile gleiche Spannung gegen Erde besitzen. Zwischen dieser Fläche und den Segmenten XII bzw. I bzw. II mögen die Widerstände R bzw. r bzw. r liegen; gegen diese Widerstände seien die Widerstände der Spulenwindungen verschwindend klein. 2. Die Selbstinduktion

der beiden kurzgeschlossenen Spulen 1 bzw. 2 sei $L_1 = L_2 = L$; die gegenseitige Induktion L_{12} sei nur einige Prozent kleiner als L, d. h. die Spulen seien sehr fest gekoppelt. 3. Die Verstellung der Bürstenebene sei so groß, die Bürsten- und Segmentbreite sei so klein, daß während der kleinen Dauer des Kurzschlusses beider Spulen derjenige magnetische Verschiebungsstrom $\mathfrak{m}$ zeitlich konstant ist, der durch beide Spulen infolge ihrer Bewegung gegen das magnetische Induktionsfeld hindurchtritt.

Von der Ebene A nach den Segmenten II bzw. I bzw. XII fließen die Ströme $J - i_2$ bzw. $i_2 - i_1$ bzw. $i_1 + J$. Dann sind die Linienintegrale der elektrischen Kraft, erstreckt über die ganze Begrenzung der Flächen der Spulen 1 bzw. 2,

$$r(i_2 - i_1) - R(i_1 + J) \quad \text{bzw.} \quad r(J - i_2) + r(i_1 - i_2).$$

Die gesamten die Spulenflächen durchsetzenden magnetischen Verschiebungsströme erzeugen die elektromotorischen Kräfte

$$L i_1' + L_{12} i_2' - 4\pi z \mathfrak{m} \quad \text{bzw.} \quad L i_2' + L_{12} i_1' - 4\pi z \mathfrak{m}.$$

Nach dem einen der Maxwell-Hertzschen Grundgesetze sind die Linienintegrale der elektrischen Kraft gleich den elektromotorischen Kräften; daher ist, wenn $4\pi z \mathfrak{m} = V$ gesetzt wird:

$$\left.\begin{aligned} R J - V + (r + R) i_1 + L i_1' - r i_2 + L_{12} i_2' &= 0 \\ - r J - V - r i_1 + L_{12} i_1' + 2 r i_2 + L i_2' &= 0 \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad (3)$$

Setzt man die Ausdrücke

$$i_1 = J_1 + \xi J_0 e^{xt} \quad \text{und} \quad i_2 = J_2 + J_0 e^{xt} \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

in obige Gleichungen ein, so erhält man zwei Gleichungen, die nur dann für beliebige Zeiten erfüllt sind, wenn 1. die Summe der von t unabhängigen Glieder und 2. die Summe der e^{xt} als Faktor enthaltenden Glieder verschwindet. Aus Bedingung 1 erhält man die Größen J_1 und J_2 der nachstehenden Gleichungsgruppe (6). Aus Bedingung 2 folgt

$$\xi = \frac{- L_{12} x + r}{L x + R + r} = \frac{L x + 2 r}{- L_{12} x + r}.$$

Durch Gleichsetzen beider Ausdrücke für ξ ergibt sich die quadratische Gleichung

$$x^2 + x \frac{L(R + 3r) + 2 L_{12} r}{L^2 - L_{12}^2} + \frac{r(2R + r)}{L^2 - L_{12}^2} = 0.$$

Setzt man die in nachstehender Gruppe (6) angegebenen Wurzeln von x nacheinander in einen der Ausdrücke für ξ ein, so erhält man (nach Entfernung der Wurzelgröße aus dem Nenner) die beiden Werte ξ' und ξ'' der nachstehenden Gruppe (6).

In den beiden gleichzeitig kurzgeschlossenen Spulen 1 und 2 eines Trommelankers sind nur Vorgänge möglich, die durch folgende Gleichungen dargestellt werden; die momentanen Stromstärken i_1 und i_2 sind

$$\left.\begin{aligned} i_1 &= J_1 + \xi' J_0' e^{x' t} + \xi'' J_0'' e^{x'' t} \\ i_2 &= J_2 + J_0' e^{x' t} \quad + J_0'' e^{x'' t} \end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots (5)$$

Die Hilfsgrößen haben die Werte

$$\left.\begin{aligned} J_1 &= \frac{3V-(2R-r)J}{2R+r}, \qquad J_2 = \frac{(R+2r)V+r^2 J}{r(2R+r)} \\ \xi' &= {}^1/_2 \frac{-L(R-r)+\Re}{r(L+L_{12})+RL_{12}}, \quad \xi'' = {}^1/_2 \frac{-L(R-r)-\Re}{r(L+L_{12})+RL_{12}} \\ x' &= \frac{-L(R+3r)-2L_{12}r+\Re}{2(L^2-L_{12}^2)}, \quad x'' = \frac{-L(R+3r)-2L_{12}r-\Re}{2(L^2-L_{12}^2)} \\ \Re &= +\sqrt{L^2(R-r)^2+4r[r(L+L_{12})+RL_{12}].(L+2L_{12})} \end{aligned}\right\} \cdot (6)$$

Die beiden Konstanten J_0' und J_0'' sind durch die Werte bestimmt, welche die Größen i_1 und i_2 zu einer bestimmten Zeit annehmen.

Während die drei Segmente, zwischen denen die Spulen 1 und 2 liegen, an der breiten Schleifbürste anliegen, ist $R = r$, ist der Widerstand aller drei Stromwege der gleiche. Dann nehmen die Gl. (5) und (6) eine einfachere Form an; es ist

$$\Re = 2r(L+2L_{12})$$

$$\xi' = +1, \quad \xi'' = -1, \quad x' = \frac{-r}{L+L_{12}}, \quad x'' = \frac{-3r}{L-L_{12}},$$

$$J_1 = \frac{3V-rJ}{3r}, \quad J_2 = \frac{3V+rJ}{3r}.$$

Im Moment des Auflaufens, zur Zeit $t = 0$, hat die Stromstärke in der beim Auflaufen kurzgeschlossenen Spule 2 den Wert $i_2 = J$, während die Stromstärke in der bereits einige Zeit

hindurch kurzgeschlossenen Spule 1 den Wert $i_1 = (i_1)$ habe. Hieraus ergeben sich die Konstanten

$$J_0' = {}^1/_2\left[(i_1) + J - \frac{2V}{r}\right], \quad J_0'' = -{}^1/_2\left[(i_1) - {}^1/_3 J\right]. \quad (7)$$

Setzt man die erhaltenen Werte in die Ausdrücke (5) für die momentanen Stromstärken i_1 und i_2 ein, so erhält man

$$\left.\begin{aligned} i_1 &= \frac{V}{r}\left[1 - e^{\frac{-r}{L+L_{12}}t}\right] - {}^1/_6 J\left[2 - 3\,e^{\frac{-r}{L+L_{12}}t} + e^{\frac{-3r}{L-L_{12}}t}\right] \\ &\quad + {}^1/_2(i_1)\left[e^{\frac{-r}{L+L_{12}}t} + e^{\frac{-3r}{L-L_{12}}t}\right] \\ i_2 &= \frac{V}{r}\left[1 - e^{\frac{-r}{L+L_{12}}t}\right] + {}^1/_6 J\left[2 + 3\,e^{\frac{-r}{L+L_{12}}t} + e^{\frac{-3r}{L-L_{12}}t}\right] \\ &\quad + {}^1/_2(i_1)\left[e^{\frac{-r}{L+L_{12}}t} - e^{\frac{-3r}{L-L_{12}}t}\right] \end{aligned}\right\} \cdot\cdot \quad (8)$$

Im Moment des Auflaufens, also zur Zeit $t = 0$, sind alle e-Glieder gleich 1, ist also, wie vorausgesetzt war,

$$i_1 = (i_1), \quad i_2 = J.$$

Kurze Zeit nach dem Auflaufen sind die Glieder $e^{\frac{-3r}{L-L_{12}}t}$ bereits Null, da L_{12} nach Voraussetzung nur einige Prozent kleiner ist als L, während die Zahlen $-t\,r/(L+L_{12})$ noch so klein sind, daß man in erster Annäherung $e^{\frac{-r}{L+L_{12}}t} = 1 - t\,r/L + L_{12}$ setzen kann.

Kurze Zeit nach dem Auflaufen ist demnach

$$\left.\begin{aligned} i_1 &= {}^1/_6 J + {}^1/_2(i_1), \quad i_2 = {}^5/_6 J + {}^1/_2(i_1) \\ i_1 + i_2 &= J + (i_1). \end{aligned}\right\} \cdot\cdot \quad (9)$$

Beim Auflaufen des Segmentes II (Fig. 3) nimmt die Stromstärke in den beiden Spulen 1 bzw. 2 um den Betrag ${}^1/_6 J - {}^1/_2(i_1)$ zu bzw. ab. Dabei bleiben $i_1 + i_2$ sowie die magnetische Energie ungeändert. Sieht man von dem halben Netzleiterstrom J ganz ab, so kann man sich folgende einfache Vorstellung von den Vorgängen machen. Die beiden rotierenden Spulen verhalten sich wie zwei stillstehende Spulen, in welche die EMK V (Fig. 3) eingeschaltet sind. Bevor Spule 2 durch Auflaufen von II geschlossen wird, ist $i_1 = const\ V = (i_1)$. Nach

dem Schließen der Spule 2 suchen beide EMK durch beide Spulen die gleichen Ströme zu treiben; diese können aber zunächst nur gleich $^1/_2\,(i_1)$ sein, da die magnetische Energie sich nicht sprungweise ändern kann. Allmählich steigt die Stromstärke in beiden Spulen über den Wert $^1/_2\,(i_1)$ hinaus an, wie das erste Glied der nachstehenden Gleichungen zeigt.

Einige Zeit nach dem Auflaufen ist nach obigem

$$i_1 = \frac{V}{r}\,\frac{rt}{L+L_{12}} + {}^1/_6 J\left[1 + \frac{3rt}{L-L_{12}}\right] + {}^1/_2\,(i_1)\left[1 - \frac{rt}{L+L_{12}}\right],$$

$$i_2 = \frac{V}{r}\,\frac{rt}{L+L_{12}} + {}^1/_6 J\left[5 - \frac{3rt}{L-L_{12}}\right] + {}^1/_2\,(i_1)\left[1 - \frac{rt}{L+L_{12}}\right].$$

Längere Zeit nach dem Auflaufen seien beide e-Glieder verschwindend klein, dann ist nach (8)

$$i_1 = \frac{V}{r} - {}^1/_3 J, \quad i_2 = \frac{V}{r} + {}^1/_3 J \quad \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ (10)$$

Zur Darstellung des zeitlichen Stromverlaufes in einer Spule während der Kommutierungsdauer T hat man bis zum Auflaufen des Segmentes III (Fig. 3) die Gleichungen für i_2, für spätere Zeiten die Gleichungen für i_1 zu verwenden. Es sei $t = 0$. Dann folgt aus Gl. (10):

$$(i_1) = i_2 = {}^1/_3 J.$$

Der zeitliche Verlauf des Spulenstromes i ergibt sich aus den in vorstehenden Ausführungen abgeleiteten Gleichungen. Nach diesen ist:

beim Auflaufen $\quad i = i_2 = J,$

kurze Zeit später $\quad i = i_2 = {}^5/_6 J + {}^1/_6 J = J,$

einige Zeit später $\quad i = i_2 = {}^1/_6 J\left(6 - \frac{3rt}{L-L_{12}} - \frac{rt}{L+L_{12}}\right),$

längere Zeit später $\quad i = i_2 = {}^1/_3 J.$

Die Spule 3 werde kurzgeschlossen, wenn i diesen Wert erreicht hat. Dann ist, wenn man sich jede Spule durch die vorhergehende ersetzt denkt:

beim Auflaufen $\quad i = i_1 = {}^1/_3 J,$

kurze Zeit später $\quad i = i_1 = {}^1/_6 J + {}^1/_6 J = {}^1/_3 J,$

einige Zeit später $\quad i = i_1 = {}^1/_6 J\left(2 - \frac{3rt}{L-L_{12}} - \frac{rt}{L+L_{12}}\right),$

längere Zeit später $\quad i = i_1 = -{}^1/_3 J.$

Der Strom $i = -1/3\,J$ wird beim Ablaufen der Lamelle XII von der Bürste unterbrochen und ruft, wie im folgenden näher ausgeführt wird, einen schwachen Lichtbogen hervor, der so lange andauert, bis der Strom in der Spule, i, den Wert $-J$ erreicht hat. Der zeitliche Verlauf des Stromes i ist in Fig. 4 dargestellt.

Zwischen der Ebene A und dem Segment I ist, wenn der Netzleiterstrom $2J$ vernachlässigt wird, keine Spannung vorhanden, da in diesem Falle nach (10) $i_2 - i_1 = 0$ und der Weg AI stromlos ist. Folglich treiben durch Bewegung erzeugte Spannungen V durch beide Spulen die Teilströme V/r.

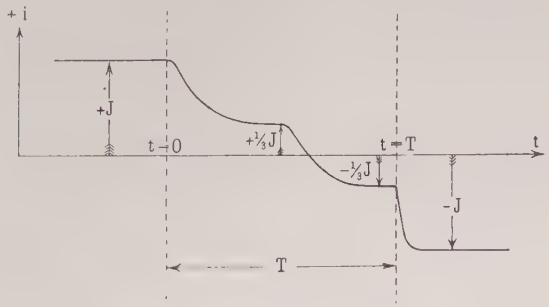

Fig. 4.

Um das Fließen der Teilströme $1/3\,J$ zu verstehen, kann man sich zwischen A und den Punkten der linken bzw. rechten Wickelungshälfte, deren Spannung gegen Erde Null ist, je eine EMK, etwa eine Akkumulatorenbatterie, eingeschaltet denken. Diese Batterien treiben durch die drei gleichen Widerstände r den Strom $2\,J$, durch jeden der Widerstände also den Strom $2/3\,J$. Der von A nach I gelangende Strom $2/3\,J$ teilt sich in zwei Hälften; die eine, $1/3\,J$, durchfließt die Spule 2, die andere die Spule 1.

5. Lichtbogenbildung nach dem Ablaufen eines Kommutatorsegmentes bei großer Bürstenbreite. Unmittelbar nach dem Ablaufen des Segmentes XII (Fig. 3) springt der Widerstand zwischen der Ebene A und dem Segment XII von dem Werte r bis zu dem großen Werte R, den der von A nach XII übergehende Lichtbogenstrom zu überwinden hat.

Der Einfachheit halber werde angenommen, daß das Ablaufen des Segmentes XII zur Zeit $t = 0$ erfolge. Die Vorgänge müssen die Gl. (5) und (6) erfüllen. Die Stromstärken in beiden Spulen mögen zu dieser Zeit die durch (10) bestimmten Werte haben; es sei also zur Zeit $t = 0$

$$i_1 = \frac{V}{r} - {}^1/_3 J, \quad i_2 = \frac{V}{r} + {}^1/_3 J.$$

Unter Voraussetzung dieses Anfangszustandes erhält man nach Einführung der Hilfsgrößen

$$\alpha = RL - 2r(L + L_{12}), \quad \beta = R(L + 4L_{12}) + r(3L + 4L_{12})$$

die Gleichungen

$$i_1 = \frac{V}{2r(2R+r)}\left\{6r + 2(R-r)\left[\left(e^{x't} + e^{x''t}\right) - \frac{\alpha}{\Re}\left(e^{x't} - e^{x''t}\right)\right]\right\}$$
$$+ \frac{J}{3(2R+r)}\left\{-3(2R-r) + 2(R-r)\left[\left(e^{x't} + e^{x''t}\right) - \frac{\alpha}{\Re}\left(e^{x't} - e^{x''t}\right)\right]\right\}$$

$$i_2 = \frac{V}{2r(2R+r)}\left\{2(R+2r) + (R-r)\left[\left(e^{x't} + e^{x''t}\right) + \frac{\beta}{\Re}\left(e^{x't} - e^{x''t}\right)\right]\right\}$$
$$+ \frac{J}{3(2R+r)}\left\{3r + (R-r)\left[\left(e^{x't} + e^{x''t}\right) + \frac{\beta}{\Re}\left(e^{x't} - e^{x''t}\right)\right]\right\}$$

Setzt man $L_{12} = L(1 - \lambda)$ und $r = \varrho . R$ und berücksichtigt, daß ϱ und λ gegen 1 kleine Zahlen sind, so erhält man

$$x' = -2\varrho\frac{R}{L}, \quad x'' = -\frac{R}{2\lambda L}, \quad \frac{\alpha}{\Re} = 1, \quad \frac{\beta}{\Re} = 5.$$

Kurze Zeit nach dem Ablaufen, also kurze Zeit, nachdem in die Spule 1 der große Lichtbogenwiderstand R eingeschaltet ist, ist $e^{x't} = 1$, $e^{x''t} = 0$, ist also angenähert

$$\left.\begin{aligned} i_1 = \frac{3V}{2R} - J, \quad i_2 = \frac{2V}{r} + J \\ i_1 + i_2 = 2\frac{V}{r} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (11)$$

Der Strom in Spule 1 ist annähernd $= -J$ geworden, der Lichtbogenstrom $i_B = 3V/2R$ ist sehr klein geworden. Die Stromstärke in der Spule 2 ist auf den großen Wert $2V/r$ angestiegen und erhält die magnetische Energie aufrecht.

Die Stromstärke in der nach dem Ablaufen durch einen Lichtbogen überbrückten Spule kann also ohne wesentliche Änderung der magnetischen Energie auf den Wert $-J$ herabsinken, der Lichtbogen kann in äußerst kurzer Zeit erlöschen, wenn mit der Spule durch eine breite Schleifbürste eine zweite kurzgeschlossene Spule gekoppelt ist. Darauf beruht der große Wert breiter Schleifbürsten, die in allen praktisch brauchbaren kommutierenden Maschinen verwandt werden.

6. Lichtbogenbildung bei verschwindend kleinen Werten 1. des Statorfeldes, 2. des Rotorfeldes. Der Rotor der untersuchten Maschine werde durch einen Hilfsmotor in Drehung versetzt.

1. Sind die Feldspulen stromlos, ist also das Statorfeld verschwindend klein, so genügen einige zwischen die Schleifbürsten geschaltete Akkumulatoren, um durch die Ankerwickelung einen starken Strom $2J$ zu treiben. Der Versuch zeigt, daß eine merkliche, wenn auch nicht gerade gefährliche Lichtbogenbildung am ablaufenden Kommutatorsegment eintritt. Diese Erscheinung tritt bei jeder beliebigen Bürstenstellung in gleicher Weise ein.

Die Spannung, welche in einer Spule während des Kurzschlusses durch ihre Bewegung gegen die Statorpole erzeugt wird, ist $V = 0$. Unmittelbar vor dem Ablaufen eines Segmentes ist, wie aus Gl. (10) für $V = 0$ folgt, die Stromstärke in der beim Ablaufen geöffneten Spule $i_1 = -\frac{1}{3}J$. Diese Stromstärke kann nicht plötzlich den Wert $-J$ annehmen und daher tritt merkliche Funkenbildung auf. Daß letztere nicht gefährlich ist, liegt daran, daß i_1 nicht groß ist, also nicht etwa beispielsweise $20J$ beträgt.

2. Ist die Rotorwickelung stromlos und das Statorfeld erregt, so erfolgt bei einer Bürstenstellung das Ablaufen völlig funkenfrei. Kehrt man die Richtung des die Statorspulen durchfließenden Stromes um, so zeigt sich (bei verschwindend kleiner Bürstenverstellung) wieder völlig funkenfreies Ablaufen.

Da $J = 0$ ist, so muß im Moment des Ablaufens die Stromstärke in der durch das Ablaufen geöffneten Spule Null sein, was nach den Gl. (11) nur eintritt, wenn $V = 0$ ist. Daher müssen bei stromloser Ankerwickelung Bürstenebene, Symmetrieebene und Maximalebene zusammenfallen.

Bei geringer Verstellung der Bürstenebene aus der Symmetrieebene tritt gefährliche Funkenbildung auf.

Dann entstehen nämlich in den kurzgeschlossenen Spulen starke Kurzschlußströme V/r; diese Ströme können beim Ablaufen nicht sofort verschwinden, sondern müssen einige Zeit durch Lichtbögen fließen, es tritt gefährliche Lichtbogenbildung auf.

7. Ankerrückwirkung nennt man die Verschiebung der Maximalebene gegen die Symmetrieebene, welche bei endlichem Strome in Stator- und Rotorwickelung, also bei belasteter Maschine eintritt.

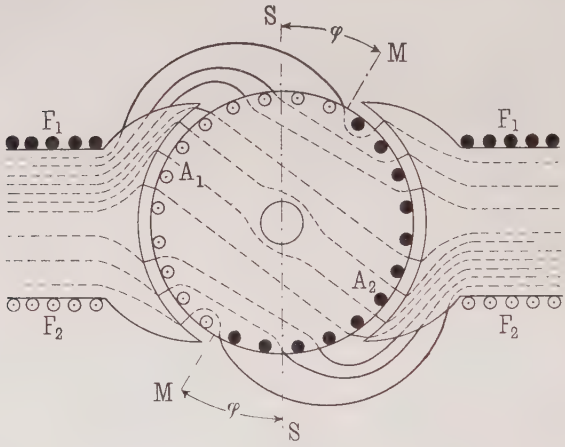

Fig. 5.

In Fig. 5 ist der ungefähre Verlauf der Induktionslinien gezeichnet, welche durch das Zusammenwirken zweier magnetischer Felder in der belasteten Gleichstrommaschine entstehen. Das eine Magnetfeld rührt von den Statorwindungen $F_1 F_2$ her; das andere von den Rotorwindungen $A_1 A_2$. Bei dem gezeichneten Verlauf der Induktionslinien ist MM die Lage der Maximalebene. Die Drehung φ der Maximalebene MM gegen die Symmetrieebene SS erfolgt entgegen der Richtung des auf den Rotor ausgeübten Drehmomentes; beim Generator also in der Laufrichtung, beim Motor entgegen der Laufrichtung; die

Drehung φ ist um so größer, je größer der Rotorstrom, je größer also die Belastung ist. Bei der in Fig. 5 dargestellten Maschine ist die Berechnung von φ schwierig, weil die Eisenmassen ungleich auf die verschiedenen Zonen des Rotors verteilt sind.

Die Berechnung der durch Belastung hervorgerufenen Verschiebung φ der Maximalebene ist dagegen leicht auszuführen bei einer Maschine, deren Eisenmassen gleichförmig verteilt sind (Fig. 6).

Auf der Zylinderfläche zwischen Rotor und Stator kann man drei Zonen unterscheiden. Der von der Feldwickelung F_1 F_2 bzw.

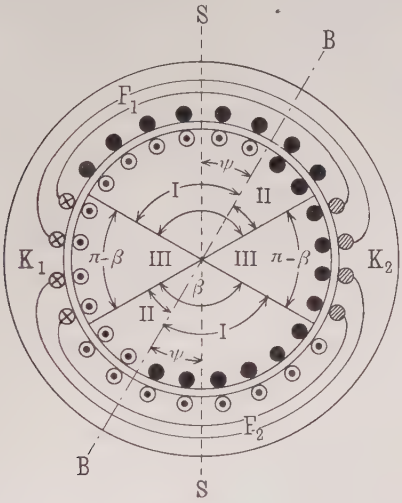

Fig. 6.

von der sogenannten Kompensationswickelung K_1 K_2 eingenommene Teil der Statorhälfte erscheine von der Welle aus unter dem Winkel β bzw. $\pi - \beta$. Die Bürstenebene $B\,B$ bilde mit der Symmetrieebene $S\,S$ den Winkel ψ.

Die in Zone I liegenden Stator- und Rotorwindungen wirken in bezug auf die Mitte des Rotors gegeneinander. Die Breite der Zone I ist $^1/_2\beta + \psi$, die Mitte der Zone ist von der Symmetrieebene um den Winkel

$$\varphi_I = {}^1/_4\beta - {}^1/_2\psi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

entfernt.

Die Anzahl der Statoramperewindungen der Zone I verhält sich zur gesamten Anzahl $z_f . i_f$ der Statoramperewindungen, wie die Breite der Zone I zur Breite β der bewickelten Statorhälfte. Also ist die Anzahl der Statoramperewindungen der Zone I gleich $z_f . i_f . (\beta + 2\psi)/2\beta$. Durch dieselbe Schlußfolgerung findet man die Rotoramperewindungszahl der Zone I gleich $z_R . J . (\beta + 2\psi)\ 2\pi$. Das von Zone I erzeugte Feld $\mathfrak{H}_I$ ist der gesamten Amperewindungszahl der Zone I proportional, also ist

$$\mathfrak{H}_I = const . \left[\frac{\beta + 2\psi}{2\beta} z_f . i_f - \frac{\beta + 2\psi}{2\pi} z_R . J \right] \quad \cdot \cdot \quad (13)$$

Das Feld bildet mit der Horizontalen denselben Winkel φ_I wie die Spulenmitte mit der vertikalen Symmetrieebene.

Durch ähnliche Betrachtungen findet man die von Zone II im Ankerkern hervorgerufene magnetische Feldstärke

$$\mathfrak{H}_{II} = const . \left[\frac{\beta - 2\psi}{2\beta} z_f . i_f + \frac{\beta - 2\psi}{2\pi} z_R . J \right] \quad \cdot \cdot \quad (14)$$

und den Winkel

$$\varphi_{II} = {}^1/_4 \beta + {}^1/_2 \psi \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (15)$$

welchen $\mathfrak{H}_{II}$ mit der Horizontalen bildet.

Mithin ist

$$\mathfrak{H}_I + \mathfrak{H}_{II} = const \left[z_f \ i_f - \frac{2\psi}{\pi} z_R . J \right]$$

$$\mathfrak{H}_I - \mathfrak{H}_{II} = const \left[\frac{2\psi}{\beta} z_f . i_f - \frac{\beta}{\pi} z_R . J \right].$$

Die sogenannte Kompensationswickelung $K_1 K_2$ habe die Windungszahl z_K und werde vom Netzleiterstrome $2J$ durchflossen, so daß ihre Amperewindungszahl $2 z_K . J$ ist. Die Amperewindungszahl der in der Zone III liegenden Rotorwickelung ist $z_R . J . (\pi - \beta)\ \pi$. Mithin ist das von der Zone III im Ankerkern erzeugte, in Fig. 6 vertikal nach oben gerichtete magnetische Feld von der Stärke

$$\mathfrak{H}_{III} = const \left[-2 z_K J + \frac{\pi - \beta}{\pi} z_R . J \right] \quad \cdot \cdot \cdot \quad (16)$$

Die Richtung von allen drei magnetischen Feldstärken $\mathfrak{H}$, $\mathfrak{H}_{II}$ und $\mathfrak{H}_{III}$ ist aus Fig. 7 ersichtlich. In Fig. 8 sind die Resultanten H und Q der drei Feldstärken gezeichnet. Man nennt die Resultante des gesamten magnetischen Feldes, die zur

Symmetrieebene der Maschine senkrecht steht, das Hauptfeld (H), die Resultante, welche zur Symmetrieebene parallel gerichtet ist, das Querfeld (Q). Die Resultante R von Hauptfeld H und Querfeld Q, die mit dem Hauptfeld den Winkel φ bilde, steht senkrecht auf der Ebene maximalen Induktionsflusses.

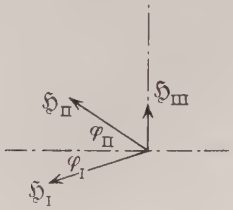

Fig. 7.

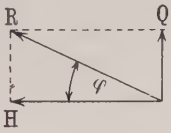

Fig. 8.

Die Größen H, Q und φ haben nach den Fig. 7 und 8 die Werte

$$\left.\begin{aligned} H &= \mathfrak{H}_I \,.\, cos\,\varphi_I + \mathfrak{H}_{II} \,.\, cos\,\varphi_{II} \\ Q &= -\,\mathfrak{H}_I \,.\, sin\,\varphi_I + \mathfrak{H}_{II} \,.\, sin\,\varphi_{II} + \mathfrak{H}_{III} \\ tg\,\varphi &= Q/H \end{aligned}\right\} \cdot \cdot \cdot (17)$$

Ist der Winkel ψ zwischen Bürsten- und Symmetrieebene klein, so ist nach den Gl. (12) und (15)

$$\begin{aligned} cos\,\varphi_I &= cos\,\beta/4 + \psi/2 \,.\, sin\,\beta/4 \quad | \quad sin\,\varphi_I = sin\,\beta/4 - \psi/2 \,.\, cos\,\beta/4 \\ cos\,\varphi_{II} &= cos\,\beta/4 - \psi/2 \,.\, sin\,\beta/4 \quad | \quad sin\,\varphi_{II} = sin\,\beta/4 + \psi/2 \,.\, cos\,\beta/4 \end{aligned}$$

Vernachlässigt man höhere Potenzen von ψ als die erste, so erhält man

$$\left.\begin{aligned} H &= const \,.\, \left[\left(cos\,\frac{\beta}{4}\right) z_f \cdot i_f - \frac{\psi}{2\,\pi}\left(\beta\, sin\,\frac{\beta}{4} + 4\, cos\,\frac{\beta}{4}\right) z_R \,.\, J\right] \\ Q &= const \,.\, \left[\frac{1}{\pi}\left(\beta\, sin\,\frac{\beta}{4} + \pi - \beta\right) z_R \,.\, J - 2\, z_K \,.\, J \right. \\ &\qquad \left. - \frac{\psi}{2\,\beta}\left(4\, sin\,\frac{\beta}{4} - \beta\, cos\frac{\beta}{4}\right) z_f \,.\, i_f\right] \end{aligned}\right\} (18)$$

Wenn die Kompensationswickelung $K_1\,K_2$ nicht in den aus Netzleiter, Eintrittsbürste, Austrittsbürste, Kompensationswickelung, Netzleiter gebildeten Stromkreis eingeschaltet ist, tritt folgendes ein. In der belasteten Gleichstrommaschine ist

das Hauptfeld etwas kleiner als in der unbelasteten Maschine. In der belasteten Gleichstrommaschine ist ferner ein gegen das Hauptfeld schwaches Querfeld vorhanden. Man faßt diese Erscheinungen unter dem Namen „Ankerrückwirkung“ zusammen.

8. Aufhebung der durch Ankerrückwirkung verursachten Lichtbogenbildung durch Bürstenverstellung. Die Ankerrückwirkung verursacht im allgemeinen, daß bei belasteten Maschinen die Maximalebene gegen die Symmetrieebene um einen endlichen Winkel φ verschoben ist. Man kann nun der Bürstenebene eine solche Lage ψ geben, daß während des Kurzschlusses einer Spule keine starken Kurzschlußströme entstehen. Die Bedingung hierfür lautet annähernd $\psi = \varphi$ oder, da $tg\,\varphi = Q/H$ ist, $H \,.\, sin\,\psi = Q \,.\, cos\,\psi$ oder, da ψ klein ist,

$$H \,.\, \psi = Q \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

Aus den Gl. (18) und (19) berechnet sich, unter Vernachlässigung des Gliedes mit ψ^2 die nötige Bürstenverstellung:

$$\psi = \frac{2\,\beta}{\pi} \cdot \frac{[\pi - \beta + \beta\, sin\,\beta/4]\, z_R - 2\,\pi\, z_K}{[\beta\, cos\,\beta/4 + 4\, sin\,\beta/4]\, z_f} \cdot \frac{J}{i_f} \quad . \quad . \quad (20)$$

Ist keine Kompensationswickelung vorhanden, so ist $z_K = 0$, und den Bürsten muß eine endliche Verschiebung erteilt werden. Ist $\beta = {}^2/_3\,\pi = 120^0$ und $z_K = 0$, so ist die nötige Bürstenverstellung

$$\psi = 0{,}73\, \frac{z_R \,.\, J}{z_f \,.\, i_f} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (20\,a)$$

Eine im Institut befindliche kleine Nebenschlußmaschine für 36 Volt (vgl. Martens, Physikal. Grundl. II, S. 14, 80 und 89) hat die Eigenschaft, daß $\beta = {}^2/_3 \,.\, \pi$ ist.

Ferner ist

die Statorwindungszahl	$z_f = 1000$
der Statorstrom	$i_f = 2{,}05$ Amp.
die Rotorwindungszahl	$z_R = 160.$

Bei einem Versuch war

der Netzleiterstrom	$2\,J = 9{,}1$ Amp.
der Rotorstrom	$J = 4{,}55$ Amp.
die Leistung	$A = 294$ Watt
die nötige Bürstenverstellung . . .	$\psi_{beob.} = 15{,}8^0.$

Die nach Gl. (20a) berechnete, für Funkenfreiheit nötige Bürstenverstellung ist

$$\psi_{ber.} = 0{,}26 = 15{,}2^0.$$

Die Übereinstimmung zwischen der beobachteten und der berechneten Bürsteneinstellung ist gut und läßt die hier gegebene Theorie als richtig erscheinen.

Bei den in Fig. 5 und 6 angenommenen Stromrichtungen erfährt der Rotor ein Drehmoment, welches nach dem Satze, daß parallele, gleichgerichtete (Rotor- und Stator-) Ströme einander anziehen, der Drehrichtung des Uhrzeigers entgegengesetzt ist. Die Bürsten müssen also entgegen dem auf den Rotor wirkenden Drehmoment verstellt werden, d. h. beim Generator in der Drehrichtung, beim Motor entgegen der Drehrichtung des Rotors.

Die im vorstehenden berechnete Bürstenverstellung wird zwar die Bildung gefährlicher, aber nicht gänzlich die Bildung von Lichtbögen vermeiden. Die Einstellung ψ bewirkt zwar, daß in der zu öffnenden Spule kein starker Kurzschlußstrom fließt, aber der halbe Netzleiterstrom $-J$ wird sich nicht plötzlich in der geöffneten Spule herstellen, sondern kurze Zeit als Lichtbogenstrom übergehen.

Damit gar keine Lichtbögen auftreten, muß die Bürstenstellung von dem berechneten Wert ein wenig abweichen, so daß der kurz vor dem Öffnen in einer Spule vorhandene Kurzschlußstrom gerade gleich $-J$ ist. In der noch kurzgeschlossenen Spule soll offenbar durch ihre Bewegung gegen das wirkliche Induktionsfeld R (Fig. 8) ein Strom von derselben Richtung erzeugt werden, wie in den voraneilenden Spulen. Beim Generator muß hiernach die kurzgeschlossene Spule in dem Sinne verstellt werden, daß sie den voraneilenden, beim Motor so, daß sie den nacheilenden Spulen parallel wird, d. h. stets entgegen dem auf den Rotor ausgeübten Drehmoment. Der eine, weitaus größere Teil dieser Drehung dient zur Vermeidung starker Kurzschlußströme und ist von der Belastung abhängig; ebenso der andere, weitaus kleinere Teil der Drehung, der zur Erzeugung eines dem halben Netzleiterstrome gleichen Kurzschlußstromes dient.

9. Aufhebung der Ankerrückwirkung durch Kompensationswickelung oder durch Wendepole. Die Ankerrückwirkung ist deshalb von so großem Einfluß auf die Funkenbildung, weil das magnetische Querfeld zu starken Strömen in den kurzgeschlossenen Ankerspulen Anlaß gibt. Man kann nun durch eine am Stator befestigte Wickelung, welche vom Netzleiterstrome $2J$ durchflossen wird, das Querfeld aufheben. Damit der Ausdruck (18) für das Querfeld bei jeder beliebigen Belastung, also bei beliebigem J, verschwinden kann, muß sowohl $\psi_* = 0$ als auch der Faktor von J gleich Null sein; es muß also die Windungszahl der Kompensationswickelung $K_1 K_2$ (Fig. 6) die Bedingung erfüllen

$$z_K = \left[\frac{\beta}{2\pi} sin\beta/4 + \frac{\pi - \beta}{2\pi}\right] z_R.$$

Bei großen Maschinen mit ausgesprochenen Polen hebt man das Querfeld durch besondere schmale Pole, sogenannte Wendepole auf, die zwischen den Hauptpolen des Stators angeordnet sind und vom Netzleiterstrom umflossen werden.

Wendepole bzw. Kompensationswickelung sind unentbehrlich bei Motoren, die, wie z. B. Kranmotoren und Straßenbahnmotoren, für wechselnde Belastung und Drehrichtung bestimmt sind, also gerade für solche Motoren, die zur Herstellung beliebiger Drehzahlen mit Kommutator ausgerüstet sein müssen, nicht etwa Kurzschlußmotoren sein dürfen.

10. Mittel zur Verminderung der schädlichen Wirkung von Lichtbögen sind folgende.

1. Man unterteilt die Rotorwickelung so stark als praktisch möglich ist, wählt also die Anzahl der Spulen und die ihr gleiche Anzahl der Kommutatorsegmente möglichst groß. Dann sind die Ströme, die beim Kurzschluß einer Spule entstehen, nicht so stark, daß sie zu gefährlicher Funkenbildung Anlaß geben könnten. Auch vermag sich in der soeben geöffneten Spule schnell die Stromstärke $-J$ einzustellen.

2. Weniger einwandfrei, aber von ähnlicher Wirkung ist die Vorschaltung von Widerstand vor jede einzelne Ankerspule.

3. Bei Maschinen mit mehr als zwei Polpaaren verbindet man diejenigen Punkte der Ankerwickelung, welche jederzeit gleiche Spannung gegen Erde haben (Äquipotentialverbindungen).

4. Bei den von Dampfturbinen angetriebenen großen Gleichstromgeneratoren verwendet man außerordentlich lange Kommutatorsegmente, die gewöhnlich durch vier isolierte Stahlringe gegen die Wirkung der Zentrifugalkraft geschützt sind.

5. Außerdem kühlt man zuweilen bei diesen Generatoren den Kommutator durch einen kräftigen Luftstrom.

6. Ein bisher wenig erprobtes, aber aussichtsreiches Hilfsmittel beruht auf der Anwendung von Zusatzkapazitäten.

Man kann zwischen je zwei Kommutatorsegmente einen Kondensator einschalten, z. B. einen Telephonkondensator; natürlich müssen dann sämtliche Kondensatoren an der Rotation des Ankers teilnehmen (Thury).

Man kann auch jede Schleifbürste mit einer in der Drehrichtung um eine Segmentbreite gegen die Hauptbürste verschobenen Parallelbürste durch einen Kondensator verbinden (Thury). Näheres hierüber vgl. Kap. IV.

Die genannten Hilfsmittel bilden eine Ergänzung der wichtigsten Mittel zur Erzielung lichtbogenfreien, betriebssicheren Laufes von Gleichstrommaschinen: der großen Bürstenbreite, der richtigen Bürstenstellung, der Anwendung von Wendepolen und Kompensationswickelung.

In einem Falle führt aber auch die gleichzeitige Anwendung aller Mittel nicht zu dem erwünschten Ziel: wenn die Netzspannung der Maschine eine gewisse Grenze übersteigt.

Wird die hohe Netzspannung dadurch erreicht, daß jede Spule aus vielen Windungen hergestellt wird, so tritt folgendes ein. In demselben Verhältnis wie die Netzspannung steigt auch die Spannung V der Gl. (10), welche Kurzschlußstrom erzeugt, während der Widerstand r der Gl. (10) konstant bleibt. Bei der Verschiebung der Bürsten aus der günstigsten Stellung heraus entstehen also starke Kurzschlußströme $V:r$, welche zu gefährlicher Lichtbogenbildung Anlaß geben.

Wird die hohe Netzspannung dadurch erzeugt, daß bei gleicher Windungszahl jeder einzelnen Spule die Spulenzahl vermehrt wird, so fällt obige Schwierigkeit fort; aber nun tritt eine andere auf, die auch bei schnellaufenden Maschinen für niedrige Netzspannung vorhanden ist: die Kommutierung des Stromes muß in sehr kurzer Zeit erfolgen.

Diesen Schwierigkeiten verdanken kommutierende Motoren für Wechselstrom und Drehstrom ihre Bedeutung. Auch ihnen kann Energie mittels hochgespannter, sehr langer Leitungen zugeführt werden; aber ihre Bürstenspannung braucht nur etwa 220 Volt zu betragen, wenn die Bürsten an die Nieder-, die Netzleiter an die Hochspannungswickelung eines Transformators angeschlossen werden.

11. Möglichkeit der Entstehung oszillatorischer Vorgänge beim Öffnen einer kurzgeschlossenen Spule. Der Übergangswiderstand zwischen Schleifbürste und Kommutator ist im allgemeinen keine konstante Größe, sondern ändert sich mit einer Reihe von Faktoren in mehr oder weniger hohem Grade. Er hängt z. B. ab von Stromdichte, Stromrichtung und Stromart, Temperatur, Geschwindigkeit des Kollektors, Auflagedruck, Material und Beschaffenheit der Laufflächen. Über diese Einflüsse sind mehrfach eingehende Untersuchungen angestellt worden [1]). Aus diesen Arbeiten geht zur Genüge hervor, daß die Temperatur von Bürste und Kollektor den stärksten Einfluß auf den Übergangswiderstand ausübt (vgl. 3).

Bei kommutierenden Maschinen ist die Temperatur von Bürsten und Kollektor wesentlich bedingt durch die Joulesche Wärme, welche der den Übergangsquerschnitt passierende Strom $V'r + 2J$ in Bürsten und Segmenten entwickelt, weniger durch mechanische Reibung.

Die Selbstinduktion der kurzgeschlossenen Ankerspule verursacht im allgemeinen eine Verzögerung des Kommutierungsvorganges und ist daher der Grund zu einer Entlastung der auflaufenden, zu einer Belastung der ablaufenden Bürstenkante. Die größere Stromdichte an der ablaufenden Kante verursacht eine stärkere Erwärmung an dieser Stelle, also ein Sinken des Übergangswiderstandes in der Nähe der ablaufenden Kante, dessen Folge ein noch größerer Unterschied der Stromdichten an beiden Bürstenkanten ist. Auch auf diese Erscheinung ist in der elektrotechnischen Literatur schon hingewiesen worden [2]). Durch diese Verschiebung der Stromverteilung ist ein weiteres Sinken des Übergangswiderstandes an der ablaufenden Kante, eine weitere

[1]) Literaturverzeichnis Nr. 15, 33, 50, 51, 53, 70. — [2]) Ebenda Nr. 6, 12.

Vergrößerung des Belastungsunterschiedes beider Bürstenkanten bedingt usf., bis sich die Zustandsänderungen einem Gleichgewichtszustande nähern, in dem sich Wärmeabgabe durch Leitung und Strahlung und Wärmezufuhr durch den Strom in jedem Zeitmoment ausgleichen. Der Übergangswiderstand zwischen einem Segment und der Bürste ist also nicht, wie gewöhnlich angenommen wird, umgekehrt proportional der Berührungsfläche, sondern wesentlich kleiner, wenn das Segment abläuft, als wenn es aufläuft. Träfe obige Annahme zu, so müßte der Strom i in einer Spule im Moment $t = T$ des Ablaufens stets gleich $-J$ sein, d. h. die Kommutation würde durch den Übergangswiderstand zwangsläufig vollzogen und ein Funke träte nicht auf.

Diese Ansicht entspricht der Auffassung der meisten vorliegenden Arbeiten über den Kommutationsvorgang, während die Funkenbildung mit der großen Stromdichte an der ablaufenden Bürstenkante in Zusammenhang gebracht wird (vgl. Kap. V).

Ist die ablaufende Bürstenkante von höherer Temperatur als die übrigen Teile der Bürste, so wird nach obigen Ausführungen die zwangsläufige Kommutation durch den Widerstand der Übergangsflächen nicht mehr eintreten, es wird vielmehr durch das Ablaufen eines Segmentes ein Strom unterbrochen (z. B. $-i_1'$ oder $-i_1''$ in Fig. 2), der um so stärker ist, je größer die Temperaturunterschiede in der Bürste sind. Dieses Resultat ist im Einklang mit den in 2. und 5. berechneten Fällen.

Der Funke ist demnach ein typischer Unterbrechungsfunke oder besser -lichtbogen, wie er beim Öffnen eines jeden stromdurchflossenen Schalters auftritt. Die Ursache der Erscheinung ist die magnetische Energie des Stromkreises, die nicht plötzlich um einen endlichen Betrag sinken kann, sondern den Strom noch einige Zeit durch einen Lichtbogen treibt, der die Öffnungsstelle überbrückt. Der Anlaß zur Bildung von Lichtbogen an Kollektor und Bürsten kommutierender Maschinen ist nach obigem der durch ungleiche Stromdichteverteilung hervorgerufene tangentiale Temperaturgradient in den der Lauffläche am nächsten liegenden Teilen der Kohlebürste.

Der Stromkreis, in dem ein Kurzschlußstrom im Moment des Ablaufens unterbrochen wird, wird gebildet aus einer Ankerspule und der ihr parallel geschalteten Kapazität, welche durch die beiden Kollektorsegmente gebildet wird, an welche die Enden der

Spule angeschlossen sind (Fig. 9). Das Dielektrikum dieses Kondensators bildet die gewöhnlich aus Glimmer bestehende Isolationsschicht zwischen den beiden Kollektorsegmenten. Ein Leitergebilde wie das beschriebene ist elektrischer Schwingungen fähig, wenn die Bedingung erfüllt ist

$$L > R^2/4 \,.\, C.$$

Wie die in Kap. IV. beschriebenen Versuche zeigen, ist diese Bedingung für Trommelankerspulen praktisch stets erfüllt. Daher ist zu erwarten, daß der aus einer Spule eines Trommelankers und zwei Lamellen des Kollektors gebildete Schwingungskreis (welcher der Kürze halber mit „Ankerkreis“ bezeichnet sei) Oszillationen ausführt, welche dadurch zustande kommen, daß die in der Spule enthaltene magnetische Energie den Strom nach dem Unterbrechen in die Kapazität treibt und diese dadurch auflädt, hierauf sich die Kapazität oszillatorisch durch die Spule entladet.

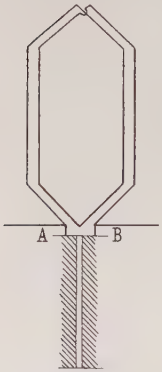

Fig. 9.

Die Schwingungsdauer des Ankerkreises muß sich aus der Thomsonschen Formel

$$T = 2\pi\sqrt{CL}$$

ergeben. Es ist weiter zu erwarten, daß die Schwingungen infolge der Anwesenheit des Ankereisens stark gedämpft sein werden. Versuche hierüber enthält Kap. IV.

Die zwischen den Punkten A und B (Fig. 9) in Reihe geschaltenen übrigen Ankerspulen haben für die schnellen Schwingungen des Ankerkreises einen induktiven Widerstand, der praktisch gleich ∞ gesetzt werden kann. Sie würden also die Schwingungen wahrscheinlich nicht beeinflussen.

Da solche Schwingungen infolge der kleinen Schwingungsdauer, der kleinen umgesetzten Energiemengen und der Rotation der Spule der Beobachtung schwer zugänglich sind, so wurden in Kap. II. die abklingenden Vorgänge beim Unterbrechen des Stromes in der Selbstinduktion eines Schwingungskreises zunächst an einer feststehenden Versuchsanordnung untersucht, bei der die Verhältnisse möglichst günstig lagen, d. h. die Schwingungsdauer groß und die umgesetzten Energiemengen beträchtlich waren.

II.

Abklingende Vorgänge in einem Schwingungskreis nach Unterbrechung eines die Selbstinduktion des Kreises durchfließenden Gleichstromes.

12. Allgemeine Theorie der bei Stromunterbrechung eintretenden Vorgänge. Ein elektrischer Schwingungskreis (Fig. 10) enthalte die Selbstinduktion L, deren Werkwiderstand l sei, und einen Kondensator, der sich wie die ideale Kapazität C mit dem vorgeschalteten Werkwiderstand g verhält. Parallel zur Selbstinduktion oder zur Kapazität liege ein Stromweg, gebildet aus der widerstandsfreien Gleichstromquelle G und dem Schalter s.

Es sei:

v = Spannung an der Selbstinduktion,
v_C = Spannung an der Kapazität mit vorgeschaltetem Widerstand g,
v_B = Spannung an den Belegungen der Kapazität,
v_g = Spannung am Widerstand g,
V = Spannung an der Stromquelle.

Ist der Schalter s geschlossen, so ist

$$v_g = 0, \qquad v_C = v_B, \qquad v_C + V = 0,$$

also

$$v_B = -V.$$

Die Stromquelle treibe den konstanten Strom J durch einen Teil des Schwingungskreises, nämlich die Selbstinduktion L und ihren Werkwiderstand l. Bei geschlossenem Schalter liegt also an der Selbstinduktion die Spannung $V = l \, . \, J$.

Wird der Schalter s (zur Zeit $t = 0$) plötzlich geöffnet, so fließt der Strom nicht mehr durch den Schalter s und die Stromquelle G, sondern durch die Kapazität C und den Widerstand g. Seine Stärke hat unmittelbar nach dem Öffnen denselben Wert J wie vor dem Öffnen, da die magnetische Energie in der Umgebung der Selbstinduktion nicht plötzlich um endliche Werte fallen kann. Hieraus ergibt sich die erste der nachfolgenden

Gl. (21). Unmittelbar nach dem Öffnen des Schalters fließt der Strom J durch die Kapazität C, sowie den Widerstand g, ist $v_g = g.J$, und, da die elektrostatische Energie des Kondensators nicht um endliche Beträge springen kann, $v_B = -V$. Mithin ist unmittelbar nach dem Öffnen

$$v_C = -V + g.J, \quad v + v_C = 0, \quad \text{also } v = V - g.J.$$

Hieraus folgt unter Berücksichtigung des Wertes $V = l.J$ die zweite der Gl. (21). Es ist also zur Zeit $t = 0$:

$$i = J, \quad v = J(l - g) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (21)$$

Die Spannung des zwischen Kapazität, Selbstinduktion und Stromquelle liegenden Verzweigungspunktes A springt also im Moment

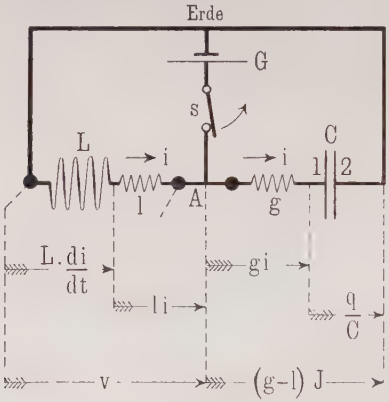

Fig. 10.

des Öffnens von dem Werte V auf den Wert $V(l - g)/l$, ändert sich also um den Betrag $-V.g/l = -g.J$.

Hat zu einer beliebigen Zeit t die momentane Stromstärke im Schwingungskreise den Wert i, so ist die Spannung an den Klemmen der Selbstinduktion

$$v = li + L \cdot \frac{di}{dt} \cdot \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (22)$$

Hat zur Zeit t die Ladung der Belegung 1 der Kapazität C den Wert q, so ist die Spannung zwischen den Belegungen $v_B = -q/C$. Ferner hat die Spannung am Widerstand g den Wert $v_g = g.i$, also ist die Spannung $v_C = -q/C + g.i$. Setzt man diesen

Ausdruck und den Ausdruck (22) in die Beziehung $v + v_C = 0$ ein, so erhält man:

$$-\frac{1}{C}\cdot q + (g+l)i + L\frac{di}{dt} = 0.$$

Differenziert man diese Gleichung nach t und setzt $-dq/dt = i$, so erhält man nach Division durch L:

$$\frac{1}{CL}\cdot i + \frac{g+l}{L}\cdot\frac{di}{dt} + \frac{d^2i}{dt^2} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (23)$$

Die Größe $\Omega = 1/\sqrt{CL}$ bezeichnet man als Winkelfrequenz der idealen Eigenschwingung des Kreises. Das Verhältnis ϱ des gesamten Werkwiderstandes $g + l$ zu der Summe $\Omega L + 1/\Omega C$ der Blindwiderstände von Selbstinduktion und Kapazität bezeichnet man als Dämpfungszahl; es ist hiernach

$$\varrho = \frac{g+l}{\Omega L + 1/\Omega C} = \frac{g+l}{2\,\Omega L} = 2\,\Omega C(g+l) \quad . \quad (24)$$

Führt man die Größen Ω und ϱ in Gl. (23) ein, so ergibt sich:

$$\Omega^2 i + 2\,\varrho\,\Omega\,\frac{di}{dt} + \frac{d^2i}{dt^2} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (25)$$

Setzt man $i = J_0 e^{xt}$, also

$$\frac{di}{dt} = J_0 x e^{xt} \quad \text{und} \quad \frac{d^2i}{dt^2} = J_0 x^2 e^{xt},$$

so ist der Ausdruck für i eine Lösung der Gl. (25), wenn

$$\Omega^2 + 2\,\varrho\,\Omega x + x^2 = 0$$

ist, d. h. wenn x einen der Werte hat:

$$\left.\begin{aligned} x' &= -\varrho\Omega + \Omega\sqrt{\varrho^2 - 1} = -\varrho\Omega + \omega j \\ x'' &= -\varrho\Omega - \Omega\sqrt{\varrho^2 - 1} = -\varrho\Omega - \omega j \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad (26)$$

Hierin ist $j = \sqrt{-1}$ und $\omega = \Omega\sqrt{1-\varrho^2}$. Dann ist auch

$$i = J' e^{x't} + J'' e^{x''t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (27)$$

eine Lösung der Gl. (25). Setzt man diesen Ausdruck in Gl. (22) ein, so erhält man die momentane Spannung an der Selbstinduktion

$$v = J'(l + Lx')e^{x't} + J''(l + Lx'')e^{x''t} \quad . \quad . \quad . \quad (28)$$

13. Theorie bei speziellen Anfangsbedingungen. Setzt man in den Gl. (27) und (28) $t = 0$, so erhält man Werte von i und v, die den bekannten Werten (21) gleich sind. Hieraus ergeben sich die beiden Konstanten:

$$J' = -\frac{J(g + Lx'')}{L.(x' - x'')} \quad \text{und} \quad J'' = +\frac{J(g + Lx')}{L(x' - x'')}. \tag{29}$$

Durch Einsetzen von (29) in (27) und (28) ergeben sich die nachstehenden Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} i &= \frac{J}{L(x' - x'')}\left[-(g + Lx'')\, e^{x' t} + (g + Lx')\, e^{x'' t}\right] \\ v &= \frac{J}{L(x' - x'')}\left[-(g + Lx'')(l + Lx')\, e^{x' t}\right. \\ &\qquad \left. + (g + Lx')(l + Lx'')\, e^{x'' t}\right] \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \tag{30}$$

Diese Gleichungen nehmen durch Einsetzen der Werte (26) von x' und x'' bei Einführung einer Hilfsgröße A eine einfachere Form an. Man erhält:

$$\left.\begin{aligned} i &= {}^1/_2 J e^{-\varrho \Omega t}\left[(1 + A)\, e^{+\sqrt{\varrho^2 - 1}\,\Omega t} + (1 - A)\, e^{-\sqrt{\varrho^2 - 1}\,\Omega t}\right] \\ v &= {}^1/_2 J L \Omega \sqrt{\varrho^2 - 1}\,.\, e^{-\varrho \Omega t}\left[(1 + A)^2 e^{+\sqrt{\varrho^2 - 1}\,\Omega t}\right. \\ &\qquad \left. - (1 - A)^2\, e^{-\sqrt{\varrho^2 - 1}\,\Omega t}\right] \\ A &= \frac{l - g}{+ 2 L \Omega \sqrt{\varrho^2 - 1}} \end{aligned}\right\} \tag{31}$$

Aus diesen Gleichungen lassen sich die Momentanwerte im aperiodischen Zustand, für den $\varrho > 1$ ist, berechnen.

14. Gleichungen für periodische Momentanwerte von Stromstärke und Spannung. Periodische Vorgänge spielen sich in einem Schwingungskreise ab, wenn die Dämpfungszahl $\varrho < 1$ ist, also wenn der gesamte Werkwiderstand $g + l$ des Schwingungskreises kleiner ist als die Summe der Blindwiderstände von Selbstinduktion und Kapazität. Läßt man den Wert von A in den Gl. (31) stehen, so kann man ihnen folgende Form geben:

$$\left.\begin{aligned} i &= \frac{J e^{-\varrho \Omega t}}{4 L \omega}\left\{[2 L \omega - (l - g) j]\, e^{+\omega t j}\right. \\ &\qquad \left. + [2 L \omega + (l - g) j]\, e^{-\omega t j}\right\} \\ v &= \frac{J e^{-\varrho \Omega t}}{8 L \omega} j\left\{[2 L \omega - (l - g) j]^2 e^{+\omega t j}\right. \\ &\qquad \left. - [2 L \omega + (l - g) j]^2 e^{-\omega t j}\right\} \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \tag{32}$$

Setzt man hierin

$$\left.\begin{aligned} \sin\alpha &= \frac{l-g}{+\sqrt{4\,L^2\omega^2+(l-g)^2}} \\ \text{und} \\ \cos\alpha &= \frac{2\,L\omega}{+\sqrt{4\,L^2\omega^2+(l-g)^2}} \\ \text{also} \\ \sin 2\alpha &= 2\sin\alpha\,\cos\alpha = \frac{4\,L\omega\,(l-g)}{4\,L^2\omega^2+(l-g)^2} \end{aligned}\right\} \cdot \quad (33)$$

so erhält man die nachstehenden Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} i &= {}^1/_2\,J\sqrt{1+\left(\frac{l-g}{2\,L\omega}\right)^2}\,e^{-\varrho\,\Omega\,t}\,[(\cos\alpha - j\sin\alpha)\,e^{+\omega t j} \\ &\qquad + (\cos\alpha + j\sin\alpha)\,e^{-\omega t j}] \\ v &= {}^1/_2\,J\left[1+\left(\frac{l-g}{2\,L\omega}\right)^2\right] L\omega j\,e^{-\varrho\,\Omega t}\,[(\cos\alpha - j\sin\alpha)^2 e^{+\omega t j} \\ &\qquad - (\cos\alpha + j\sin\alpha)^2\,e^{-\omega t j}] \end{aligned}\right\} \quad (34)$$

Hieraus erhält man sofort:

$$\left.\begin{aligned} i &= {}^1/_2\,J\sqrt{1+\left(\frac{l-g}{2\,L\omega}\right)^2}\,e^{-\varrho\,\Omega t}\,[e^{+(\omega t-\alpha)j} + e^{-(\omega t-\alpha)j}] \\ v &= {}^1/_2\,J\left[1+\left(\frac{l-g}{2\,L\omega}\right)^2\right] L\omega j\,e^{-\varrho\,\Omega t}\,[e^{+(\omega t-2\alpha)j} \\ &\qquad - e^{-(\omega t-2\alpha)j}] \end{aligned}\right\} \quad (35)$$

Mithin folgen mit Rücksicht auf Gl. (33) die Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} i &= \frac{J}{\cos\alpha}\cdot e^{-\varrho\,\Omega\,t}\cdot\cos(\omega\,t-\alpha) \\ v &= -\frac{J(l-g)}{\sin 2\alpha}\,e^{-\varrho\,\Omega\,t}\sin(\omega\,t-2\alpha) \end{aligned}\right\} \cdot\cdot\cdot \quad (36)$$

Ist $t = 0$, so ergeben diese Gleichungen in Übereinstimmung mit der Voraussetzung (21):

$$i = J \quad \text{und} \quad v = J(l-g).$$

Die Nullwerte von Strom und Spannung sind um den Phasenwinkel φ gegeneinander verschoben. Bringt man die erste der Gl. (36) auf die Form

$$i = -\frac{J}{\cos\alpha}\,e^{-\varrho\,\Omega\,t}\sin(\omega\,t-\alpha-90^0),$$

so läßt sich mit Rücksicht auf die zweite der Gl. (36) die Beziehung $\varphi = 90^0 - \alpha$ ableiten. Unter Verwendung der Gl. (33) gelangt man daher zu den Gleichungen:

$$\frac{\cos\alpha}{\sin\alpha} = ctg\,\alpha = tg\,(90^0 - \alpha) = tg\,\varphi = \frac{2\,L\,\omega}{l - g} \quad . \quad (37)$$

15. Grenzfälle. 1. Sind die Widerstände l und g verschwindend klein gegen den Blindwiderstand $2\,L\Omega$ des Schwingungskreises, ist also ϱ sehr klein gegen 1, so wird nach Gl. (33) α verschwindend klein, $\cos\alpha = 1$ und $\sin\alpha = (l - g)/L\Omega$. Setzt man diese Werte in die Gl. (36) ein, so erhält man für $\varrho = 0$ die Ausdrücke

$$i = J\cos\Omega t \quad \text{und} \quad v = -JL\Omega\sin\Omega t,$$

in denen wie früher $\Omega = 1/\sqrt{C\,L}$ ist.

2. Ist $\varrho = 1$, ist also der gesamte Werkwiderstand $g + l$ gleich dem Blindwiderstand $2\,L\Omega$ des Schwingungskreises, so lassen sich die Werte von i und v in folgender Weise berechnen. Nach Gl. (36) ist:

$$i = J e^{-\varrho\,\Omega t}\left(\cos\omega t + \frac{\sin\omega t\sin\alpha}{\cos\alpha}\right),$$

$$v = J(l - g)\,e^{-\varrho\,\Omega t}\left(\cos\omega t - \frac{\sin\omega t\cos 2\,\alpha}{\sin 2\,\alpha}\right).$$

Setzt man hierin die Werte (33) ein, so erhält man:

$$i = J e^{-\varrho\,\Omega t}\left(\cos\omega t + \frac{(l - g)}{2\,L}\,\frac{\sin\omega t}{\omega}\right),$$

$$v = J(l - g)\,e^{-\varrho\,\Omega t}\left(\cos\omega t - \frac{[4\,L^2\omega^2 - (l - g)^2]}{4\,(l - g)\,L}\,\frac{\sin\omega t}{\omega}\right).$$

Wird $\varrho = 1$, so ist $\omega = 0$, und man erhält:

$$i = J\left(1 + \frac{l - g}{l + g}\,\Omega t\right)e^{-\Omega t},$$

$$v = J(l - g)\left(1 + {}^1/_2\,\frac{l - g}{l + g}\,\Omega t\right)e^{-\Omega t}.$$

16. Gleichungen für die Maximal- und Minimalwerte periodischer Vorgänge. Die Gl. (35) können auch in folgender Form geschrieben werden:

$$i = const\,[e^{(\omega j-\varrho\Omega)t-\alpha j} + e^{(-\omega j-\varrho\Omega)t+\alpha j}],$$
$$v = konst\,[e^{(\omega j-\varrho\Omega)t-2\alpha j} - e^{(-\omega j-\varrho\Omega)t+2\alpha j}].$$

Die Bedingungen $\frac{di}{dt} = 0$ bzw. $\frac{dv}{dt} = 0$ für maximale oder minimale Werte von i bzw. v lauten:

$$\left.\begin{aligned}(-\varrho\Omega + \omega j)\,e^{(\omega t-\alpha)j} + (-\varrho\Omega - \omega j)\,e^{-(\omega t-\alpha)j} &= 0\\ (-\varrho\Omega + \omega j)\,e^{(\omega t-2\alpha)j} - (-\omega\Omega - \omega j)\,e^{-(\omega t-2\alpha)j} &= 0\end{aligned}\right\} \quad (38)$$

Nach den bekannten Formeln für $e^{\xi j}$ und $e^{-\xi j}$ ist

$$(p + qj)\,e^{\xi j} + (p - qj)\,e^{-\xi j} = 2\,(p\,cos\,\xi - q\,sin\,\xi),$$
$$(p + qj)\,e^{\xi j} - (p - qj)\,e^{-\xi j} = 2j\,(p\,sin\,\xi + q\,cos\,\xi).$$

Also folgt aus obigen Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned}\varrho\Omega\,cos\,(\omega t - \alpha) + \omega\,sin\,(\omega t - \alpha) &= 0\\ \varrho\Omega\,sin\,(\omega t - 2\alpha) - \omega\,cos\,(\omega t - 2\alpha) &= 0\end{aligned}\right\} \quad (39)$$

Hieraus ergibt sich weiter:

$$tg\,(\omega t - \alpha) = \frac{-\varrho\Omega}{\omega} \quad \text{und} \quad ctg\,(\omega t - 2\alpha) = \frac{\varrho\Omega}{\omega}.$$

Also ist

$$\left.\begin{aligned}cos\,(\omega t - \alpha) &= \pm\,\omega/\Omega = \pm\sqrt{1-\varrho^2}\\ \text{und}\qquad\qquad\\ sin\,(\omega t - 2\alpha) &= \pm\,\omega/\Omega = \pm\sqrt{1-\varrho^2}\end{aligned}\right\} \quad (40)$$

Setzt man diese Werte in die Gl. (36) ein, so erhält man für die durch den Index m kenntlich gemachten Maximal- bzw. Minimalwerte von i und v, die in den Zeitpunkten t_m auftreten, folgendes:

$$\left.\begin{aligned}i_m &= \frac{+\sqrt{4L^2\omega^2 + (l-g)^2}}{2L\Omega}\,J e^{-\varrho\Omega t_m}\\ v_m &= \frac{\mp[4L^2\omega^2 + (l-g)^2]}{4L\Omega}\,J e^{-\varrho\Omega t_m}\end{aligned}\right\} \quad (41)$$

Ist z. B. $\varrho = 0$, so ist auch $l = g = 0$, folglich

$$i_m = \pm\,J \quad \text{und} \quad v_m = +\,L\Omega J.$$

Es sei (Fig. 11) t' die Zeit, zu welcher die Stromstärke in einer, t''' die Zeit, zu welcher sie in der nächsten Periode ein Maximum ist; ferner entspreche t'' dem dazwischen liegenden Minimum der Stromstärke. Aus der ersten der Gl. (41) folgt, wenn man die Maxima und Minima selbst entsprechend mit $+i'$, $-i''$, $+i'''$ bezeichnet:

$$\begin{aligned} i' &= const\, e^{-\varrho\,\Omega\,t'}, \\ i'' &= -const\, e^{-\varrho\,\Omega\,t''}, \\ i''' &= const\, e^{-\varrho\,\Omega\,t'''}. \end{aligned}$$

Hieraus ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} \frac{i'}{i'''} &= e^{\varrho\,\Omega\,(t'''-t')} \\ \text{und} \\ a = \frac{i' - i''}{i''' - i''} &= e^{\varrho\,\Omega\,(t''-t')} \cdot \frac{1 + e^{-\varrho\,\Omega\,(t''-t')}}{1 + e^{-\varrho\,\Omega\,(t'''-t'')}} \end{aligned}\right\} \cdot \cdot \quad (42)$$

Aus Gl. (40) folgt

$$cos\left(\sqrt{1-\varrho^2}\,\Omega\,t' - \alpha + 2\,\pi\right) = +cos\left(\sqrt{1-\varrho^2}\,\Omega\,t''' - \alpha\right)$$

oder

$$cos\left(\sqrt{1-\varrho^2}\,\Omega\,t' - \alpha + \pi\right) = -cos\left(\sqrt{1-\varrho^2}\,\Omega\,t'' - \alpha\right).$$

Man erhält daher:

$$\sqrt{1-\varrho^2}\,\Omega t' + 2\,\pi = \sqrt{1-\varrho^2}\,\Omega t'''$$

und

$$\sqrt{1-\varrho^2}\,\Omega t' + \pi = \sqrt{1-\varrho^2}\,\Omega t'',$$

also ist

$$\left.\begin{aligned} \Omega\,(t''' - t') &= \frac{2\,\pi}{\sqrt{1-\varrho^2}} \\ \text{und} \\ \Omega\,(t'' - t') &= \frac{\pi}{\sqrt{1-\varrho^2}} = \Omega\,(t''' - t'') \end{aligned}\right\} \cdot \cdot \cdot \quad (43)$$

Hieraus und aus den Gl. (42) ergibt sich:

$$ln\left(\frac{i'}{i'''}\right) = \frac{2\,\pi\,\varrho}{\sqrt{1-\varrho^2}} \quad \text{bzw.} \quad ln\,a = \frac{\pi\,\varrho}{\sqrt{1-\varrho^2}} \Bigg\} \cdot \quad (44)$$

Aus diesen Gleichungen ergibt sich der erste der nachstehenden Ausdrücke (45) für die Dämpfungszahl. Aus der zweiten der

Gl. (40) folgt ferner durch völlig gleichartige Überlegungen der zweite der Ausdrücke (45) für die Dämpfungszahl. Ist hierbei $b = (v' - v'')/(v''' - v'')$, so gilt:

$$\left.\begin{aligned} \varrho &= \frac{ln\,(i'/i''')}{\sqrt{4\pi^2 + ln^2\,(i'/i''')}} = \frac{ln\,a}{\sqrt{\pi^2 + ln^2\,a}} \\ \varrho &= \frac{ln\,(v'/v''')}{\sqrt{4\pi^2 + ln^2(v'/v''')}} = \frac{ln\,b}{\sqrt{\pi^2 + ln^2\,b}} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (45)$$

Mit großer Annäherung kann man bei kleinen Werten von ϱ die Gl. (45) durch die Gl. (46) ersetzen. Man hat alsdann:

$$\left.\begin{aligned} \varrho &= \frac{ln\,(i'/i''')}{2\pi} = \frac{ln\,a}{\pi} \\ \varrho &= \frac{ln\,(v'/v''')}{2\pi} = \frac{ln\,b}{\pi} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad (46)$$

Der hierbei begangene Fehler bleibt < 1 Proz., wenn $\varrho < 0{,}14$, also $a < 1{,}56$ ist.

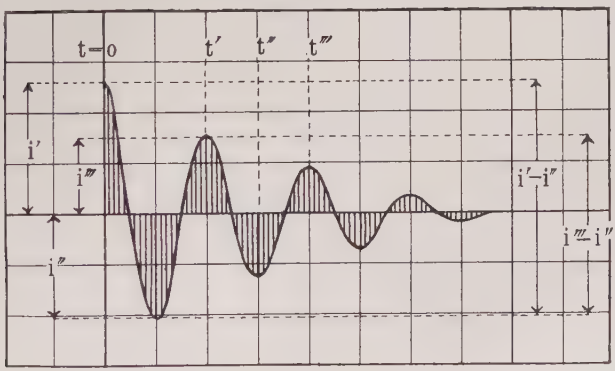

Fig. 11.

Zur zahlenmäßigen Berechnung der Dämpfungszahlen aus den in Fig. 13 bis 17 abgebildeten Abklingungskurven ermittelt man zunächst die durch Gl. (42) gegebenen Werte a und b. Die Bildung dieser Ausdrücke ermöglicht die Berechnung von ϱ ohne Kenntnis der Lage der Nullinie, während die erstgenannten Größen i'/i''' diese Kenntnis erfordern. Bei experimentell ermittelten Abklingungskurven lassen sich nun häufig nur die

Maxima und Minima mit einiger Genauigkeit bestimmen (vgl. die unter 7. abgebildeten Kurven!), so daß man in diesem Falle auf die letztgenannten Größen angewiesen ist.

17. Versuchsanordnung zur Untersuchung abklingender Vorgänge. Die zu den praktischen Versuchen (Fig. 12) benutzte Spule aus starkem Kupferdraht hatte eine Selbstinduktion von 0,114 Hy und einen Werkwiderstand von 3,6 Ohm. Die Kapazität bestand aus 18 parallel geschalteten Telephonkondensatoren von je 2 mf und betrug daher 36 mf. Der Widerstand des Schwingungskreises bestand aus dem Werkwiderstand l der Selbstinduktion und dem Werkwiderstand g der Kapazität. Zur Veränderung der Dämpfung wurde g um verschiedene induktionsfreie Zusatzwiderstände vermehrt. Da der innere Widerstand der Kapazität klein gegen den der Selbstinduktion ist, so wurde er in der Rechnung vernachlässigt, so daß g nur den Zusatzwiderstand bedeutet. Als Zusatzwiderstände, sowie zum Regulieren des Gleichstromes wurden praktisch induktionsfreie Rheotanbandwiderstände benutzt. Der Gleichstrom, der die Spule durchfloß, wurde durch eine Akkumulatorenbatterie von 36 Volt Spannung geliefert. Als Unterbrecher wurde ein Apparat folgender Konstruktion verwendet: In ein Glasgefäß wurde so viel Quecksilber gegossen, bis dieses etwa 7 cm hoch darin stand. Das Quecksilber wurde mit dem einen Ende der Leitung verbunden; das andere Ende lag an einem blanken, etwa 2,5 mm starken, am Ende abgerundeten Kupferdraht. Durch Eintauchen des letzteren in das Quecksilber wurde der Strom geschlossen, durch Herausziehen unterbrochen. Selbst wenn das Herausziehen sehr schnell geschah, was nach Möglichkeit erstrebt wurde, ließ sich eine Funkenbildung doch nicht ganz vermeiden. Um sie auf ein möglichst geringes Maß zurückzuführen, wurde anfangs eine etwa 5 cm hohe Schicht Wasser, später Petroleum, auf das Quecksilber aufgegossen. Es zeigte sich, daß beim Vorhandensein von Wasser als Löschflüssigkeit der Funke einen explosionsähnlichen Charakter annahm und ein klatschendes Geräusch hören ließ. Ein solcher Funke hatte merklichen Einfluß auf die Dämpfung der Schwingungen, so daß die einzelnen Abklingungskurven nicht in denselben Bahnen verliefen. Ein einfacher Momentschalter zeigte diese Erscheinung in erhöhtem Grade und erwies sich daher für die vorliegende Untersuchung als un-

brauchbar. Beim Öffnen des Quecksilberunterbrechers unter Petroleum fielen diese schädigenden Einflüsse fort, die Abklingungskurven waren hier praktisch konstant, das Geräusch beim Herausziehen des Kupferstabes erheblich geringer.

Zur Untersuchung der Momentanwerte von i und v wurde ein Braunsches Rohr benutzt, auf dessen Kathodenstrahlbündel i und v in zwei zu einander senkrechten Richtungen einwirkten. Unmittelbar hinter die Selbstinduktion wurden zwei kleine Ablenkungsspulen von je 20 Windungen in Serie in den Schwingungs-

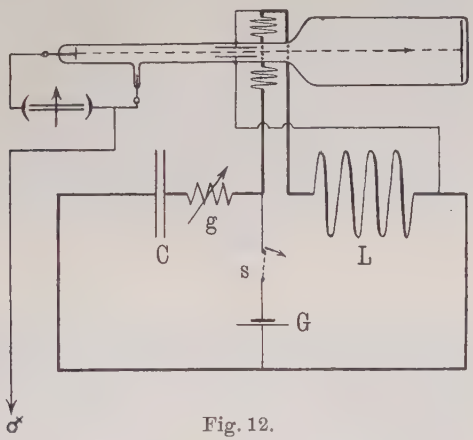

Fig. 12.

kreis geschaltet (Fig. 12); ihre Achse lag wagerecht, das durch sie hervorgerufene magnetische Wechselfeld bewirkte also eine vertikale Ablenkung des Fluoreszenzfleckes. Ein nach Wehnelt in das Rohr eingeschmolzener Plattenkondensator, dessen Platten mit den Enden der Selbstinduktion einschließlich der Ablenkungsspulen leitend verbunden waren, erzeugte die elektrostatische Ablenkung. Die Platten standen senkrecht, folglich war die Ablenkung horizontal. Die durch beide Ablenkungen auf dem Fluoreszenzschirm erzeugte Lissajoussche Figur stellte also den Verlauf von Strom und Spannung in bzw. an der Spule dar.

Die Braunsche Röhre stammte von der Firma E. Leyboldt, Cöln a. Rh., die Influenzmaschine, die zum Betriebe der Röhre verwendet wurde, von der Firma A. Wehrsen, Berlin.

18. Versuche über die Maximal- und Minimalwerte von Stromstärke und Spannung. Von den oben erwähnten Lissajousschen Figuren wurde unter Einschaltung verschiedener Zusatzwiderstände eine Reihe von photographischen Aufnahmen gemacht. Die Kamera war so eingestellt, daß die Figur etwa in natürlicher Größe abgebildet wurde. Nach Öffnung des Objektivverschlusses wurde der Strom durch Eintauchen und Herausziehen des Kupferstabes aus dem Quecksilber etwa 30 mal geschlossen und unterbrochen, dann war die Platte genügend belichtet. Da sich der Fleck bei der Schließung des Stromes infolge der Wirkung der Selbstinduktion relativ langsam bewegt, so erscheint auf der Platte dieser Kurvenast stärker geschwärzt. Auch die Stellen der Ruhelage des Fleckes treten infolge der Lichthofbildung besonders stark hervor. Die benutzte Plattensorte war Agfa, extra-rapid.

Einige der gemachten Aufnahmen sind in Fig. 13 bis 17 wiedergegeben. In Tabelle 1 sind die Versuchsbedingungen zusammengestellt.

Tabelle 1.

Figur	g Ohm	ϱ berechnet	Strom ϱ beobachtet	Spannung ϱ beobachtet
13	0	0,032	0,041	0,042
14	5	0,077	0,088	0,086
15	11	0,130	0,138	0,131
16	30,2	0,300	0,297	0,300
17	95	0,876	—	—

In der zweiten Spalte der Tabelle sind die bei den Versuchen in den Kreis geschalteten Zusatzwiderstände angegeben; in der dritten Spalte finden sich die Dämpfungszahlen, welche die theoretische Berechnung aus den Konstanten des Schwingungskreises ergibt. Für diese Berechnung wurde die aus Gl. (24) abgeleitete Formel benutzt:

$$\varrho = \frac{g + l}{2} \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

Zur Vergleichung befinden sich in der vierten und fünften Spalte der Tabelle die beobachteten, d. h. aus den Amplituden der Strom- und Spannungskurve nach den Gl. (45) und (46) ermittelten

Fig. 13.

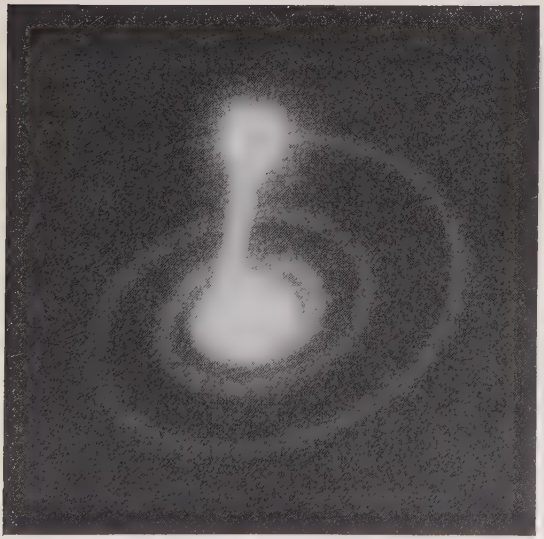

Fig. 14.

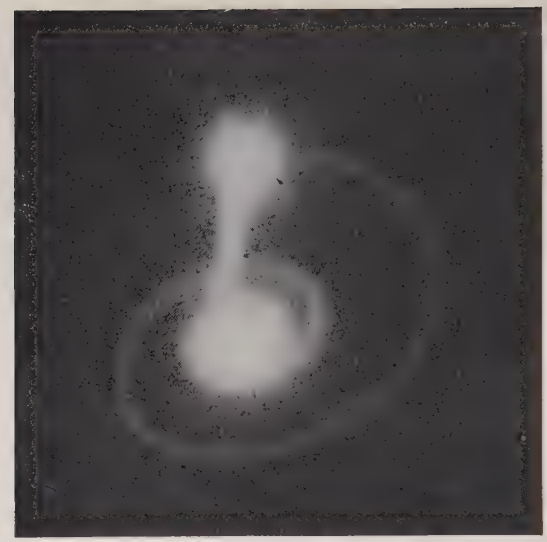

Fig. 15.

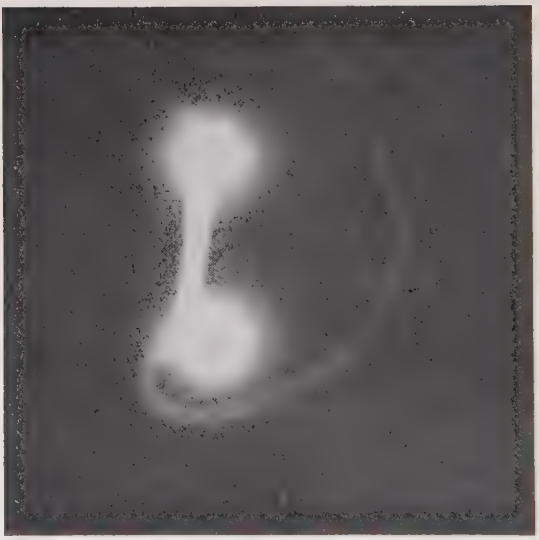

Fig. 16.

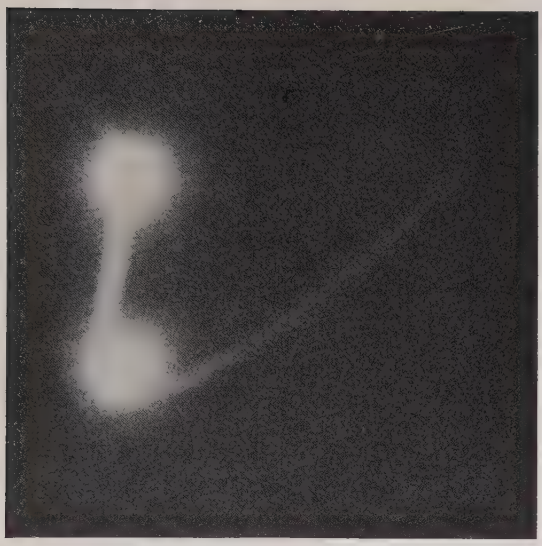

Fig. 17.

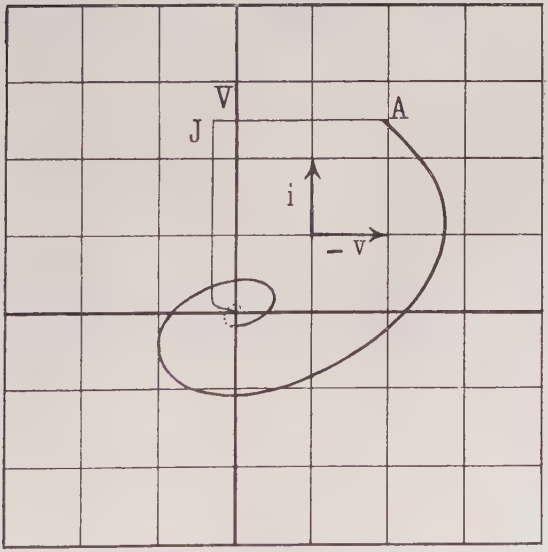

Fig. 18.

Dämpfungszahlen. Unter Benutzung einer beliebigen Nullinie sind die (mit einer additiven Konstanten behafteten) Maximal- und Minimalwerte von Strom und Spannung in den Tabellen 2 und 3 angegeben. Sie wurden nach Übereinanderkopieren des Negatives mit transparentem Millimeterpapier auf lichtempfindliches Papier ermittelt.

Tabelle 2. (Strom.)

Fig. 13.	Fig. 14.	Fig. 15.	Fig. 16.
9,5	6,5	7	5
53	47,5	47,5	40,5
14	16	21	27
48	39,5	38	
18,5	21,5	27	
44,5	35		

Tabelle 3. (Spannung.)

Fig. 13.	Fig. 14.	Fig. 15.	Fig. 16.
57	51	47,5	41,5
3,5	3,5	6,5	8
51	39	33,5	20,5
9,5	12,5	15,5	
45,5	32,5		
14	16,5		

Tabelle 1 zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und den beobachteten Werten der Dämpfungszahlen. Die Tatsache, daß die beobachteten Werte meist etwas größer sind, als die berechneten, ist offenbar auf die Vernachlässigung des unbekannten Werkwiderstandes der Kapazität zurückzuführen. Damit im Einklang ist die Abnahme des Fehlers mit wachsendem Zusatzwiderstand g. Die Periodenzahl

$$n = \frac{1}{2\pi\sqrt{C\,L}}$$

der idealen Eigenschwingung war in allen Fällen gleich 78,5.

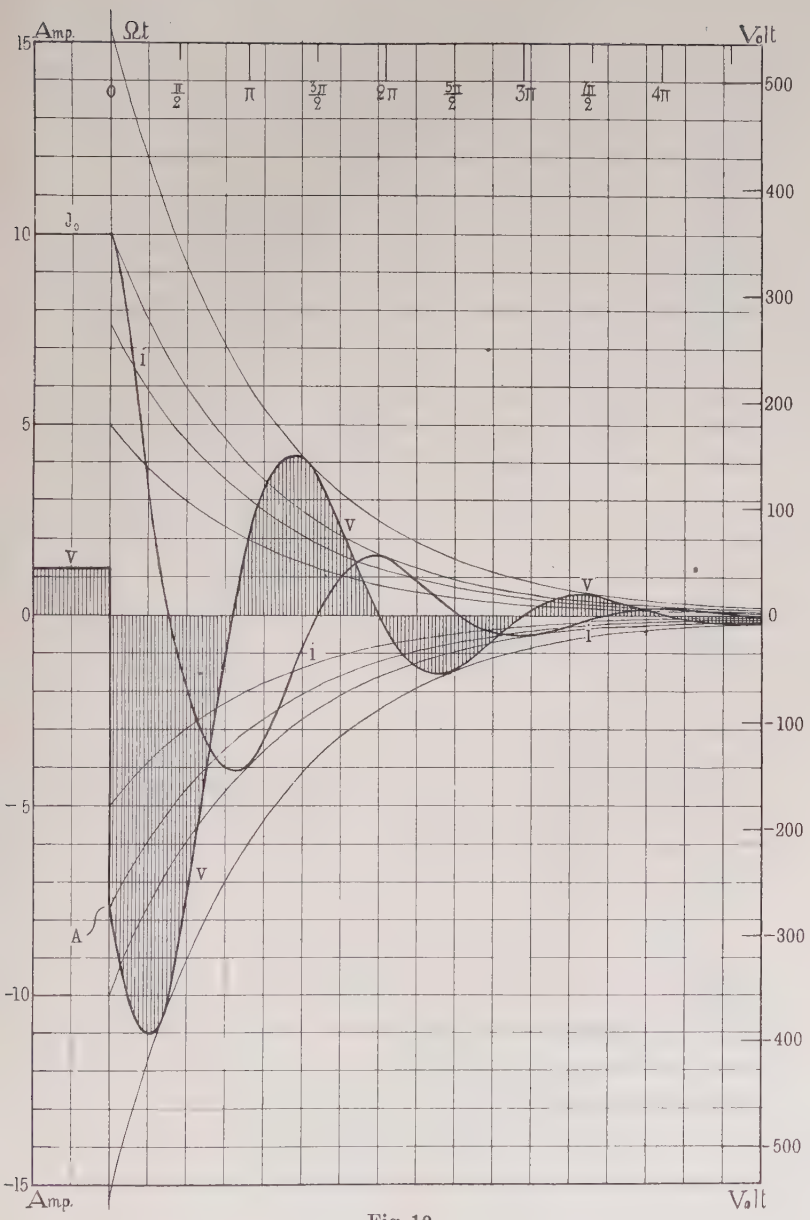
Amp.
Ωt
Volt
15
10
5
0
−5
−10
−15
0
π/2
π
3π/2
2π
5π/2
3π
7π/2
4π
500
400
300
200
100
0
−100
−200
−300
−400
−500
J₀
i
v
A
Amp.
Volt

Fig. 19.

19. Versuche über die Momentanwerte der Stromstärke und Spannung. Die Aufzeichnung zweier zeitlich veränderlicher Größen nach dem Lissajousschen Verfahren kann zur Ermittelung des zeitlichen Verlaufes beider Größen nicht benutzt werden, außer wenn der zeitliche Verlauf einer Größe bekannt ist. Im folgenden ist die Aufzeichnung von i und v nach Lissajous in folgender Weise zur Prüfung der theoretischen Ergebnisse benutzt worden. Es sind zuerst nach den Gl. (21) die Anfangswerte von Strom und Spannung berechnet worden. Sodann wurden nach Gl. (41) die Exponentialkurven für den Fall, daß $\varrho = 0{,}3$, punktweise berechnet und gezeichnet. Die Maximal- und Minimalwerte von Strom und Spannung nehmen nach diesen Exponentialkurven ab; ihre Halbwertskurven wurden ebenfalls konstruiert. Endlich wurden nach Gl. (40) die Phasen von Ωt berechnet, in denen der Wert der periodischen Kurve gleich dem der Exponentialkurve, dem der Halbwertskurve oder gleich 0 war. Die Verbindungslinien der ermittelten Punkte stellen den gesuchten Verlauf von Strom und Spannung dar. (Fig. 19.) Hierauf wurde die spiralenartige Kurve Fig. 18 konstruiert, die entsteht, wenn der aus Fig. 19 entnommene zeitliche Verlauf von Strom und Spannung in zwei zueinander senkrechten Richtungen in ein Koordinatenkreuz eingetragen wird. Die Konstruktion wurde gleichzeitig mit der entsprechenden Fig. 16 auf gleiche Größe gebracht. Da bei der Aufnahme der Fig. 16 die gleichen Konstanten im Schwingungskreise lagen, die zur Berechnung der Fig. 18 verwendet wurden, so war die Identität beider Kurven zu erwarten. In der Tat zeigen die Fig. 16 und 18 eine weitgehende Übereinstimmung, so daß man schließen kann, daß die in Art. 1 bis 5 gegebene Theorie die Abklingungsvorgänge in den beschriebenen Schwingungskreisen annähernd richtig wiedergibt.

Das Anwachsen des Stromes beim Schließen des Unterbrechers geschieht, wie die Fig. 13 bis 17 zeigen, nicht in genau senkrechter Richtung. Der Grund dafür liegt darin, daß der Stromweg, der die Akkumulatorenbatterie enthält, nicht, wie angenommen, völlig widerstandsfrei ist, so daß die Spannung an der Selbstinduktion, die im Moment des Schließens 36 Volt beträgt, während des Anwachsens des Stromes wieder absinkt.

Charakteristisch ist der Sprung der Spannung im Augenblick des Öffnens. Die Spannung des zwischen Kapa-

zität, Selbstinduktion und Stromquelle liegenden Verzweigungspunktes (A in Fig. 10) gegen Erde ändert sich in äußerst kurzer Zeit um den Betrag $-g.J$, wie unter 12. nachgewiesen wurde. Diese Änderung kann natürlich keine Unstetigkeit im mathematischen Sinne sein, da der Verzweigungspunkt und die angrenzenden Teile der Versuchsanordnung nicht völlig kapazitätsfrei sind. Bei den Aufnahmen 16 und 17 hat g hohe Werte (vgl. Tabelle 1), daher tritt der Sprung infolge seiner Größe hier besonders hervor. Bei Fig. 16 springt die Spannung im Moment des Öffnens von + 36 Volt (bzw. einem etwas geringeren Wert) bis auf — 266 Volt, bei Fig. 17 bis auf — 914 Volt. Der Endpunkt des Sprunges, d. h. der Beginn der periodischen Spannungskurve, ist in Fig. 18 und 19 mit A bezeichnet.

Da es praktisch nicht möglich ist, den Werkwiderstand der Kapazität und ihrer Zuleitungen, g, gleich Null zu machen, so muß bei der Öffnung eines jeden Stromkreises stets eine momentane Spannungserhöhung an der Öffnungsstelle eintreten. Diese Spannungsänderung geht ohne Zweifel äußerst turbulent vor sich; sie ist deshalb in vielen Fällen als einzige Ursache des Funkens an der Öffnungsstelle anzusehen. Bei näherer Betrachtung der Ursache des Funkens lassen sich folgende drei Fälle unterscheiden:

1. Ist die Eigenschwingungsdauer des Kreises so klein, daß sie vergleichbar wird mit der Zeit, die zum Öffnen des Kreises erforderlich ist, so ist es deshalb nicht möglich, den Kreis funkenfrei zu öffnen, weil die Spannung am Kondensator bzw. an der Öffnungsstelle im allgemeinen schneller anwachsen wird als die Länge der Funkenstrecke, so daß diese durchschlagen wird. Die Ursache des Funkens ist hier, gleichgültig ob der Kreis Widerstand enthält oder nicht, die in der Umgebung der Selbstinduktion angesammelte magnetische Energie. Diese wird in dem der Kapazität parallelgeschalteten Funken zum größten Teil verbraucht, so daß sich Schwingungen von der oben geschilderten Art nur schwach oder gar nicht ausbilden werden. Im Einklang mit diesem Schlusse befinden sich die Versuchsergebnisse. Steigerte man nämlich die Frequenz des Kreises über eine gewisse Grenze, so konnten bei derselben Öffnungsart keine Spiralen mehr beobachtet werden. Der hierbei auftretende Funke wird durch die bisherige unvollständige Theorie der Öffnung eines stromdurchflossenen Schwingungskreises im wesentlichen richtig

erklärt, insofern als der Lichtbogen auf Kosten der ursprünglich in der Selbstinduktion vorhandenen Energie unterhalten wird.

2. Ist die Eigenschwingungsdauer des Kreises groß gegen die Zeit des Öffnens, so wächst die durch wachsende Ladung hervorgebrachte Spannung an der Kapazität und damit an der Öffnungsstelle so langsam, daß die Länge der Funkenstrecke zu einer Zeit, zu welcher die Spannung beträchtliche Werte erreicht hat, bereits zu groß geworden ist, um durchschlagen zu werden, daher wird die in der Selbstinduktion enthaltene Energie lediglich in den metallischen Leitungsbahnen des Kreises in Joulesche Wärme verwandelt, d. h. die Schwingungen kommen zur Ausbildung. Daß auch in diesem Falle, d. h. bei langsamer Eigenschwingung und schneller Öffnung eines stromdurchflossenen Schwingungskreises, tatsächlich ein Funke auftritt, kann durch die bisherige unvollständige Theorie nicht, wohl aber durch die in vorliegender Arbeit gegebene vollständige Theorie erklärt werden. Nach dieser Theorie muß der Funke (Ladestrom) entstehen, um das sprungartige Anwachsen der Spannung an dem zwischen Schlüssel, Selbstinduktion und Kapazität liegenden Verzweigungspunkt zu ermöglichen.

Bei großer Eigenschwingungsdauer und schneller Öffnung wird im Moment des Öffnens dann und nur dann kein Funke auftreten, wenn die Kapazität des Kreises ideal, d. h. widerstandsfrei ist, und ihre Zuleitungen weder Widerstand noch Selbstinduktion besitzen. Diese Bedingungen sind indessen praktisch niemals erfüllt. Es ist dies darauf zurückzuführen, daß, wie schon erwähnt, eine Kapazität nicht völlig widerstandsfrei herstellbar ist, wenigstens nicht in solcher Größe, wie es zur Erzielung einer großen Schwingungsdauer ohne Anwendung allzu großer (nicht kapazitätsfreier) Selbstinduktionen erforderlich wäre. Außerdem besitzen Zuleitungen, Kontaktstellen usw. stets, wenn auch in geringem Grade, Widerstand bzw. Selbstinduktion.

Es ist nach dem Gesagten praktisch unmöglich, einen Stromkreis ohne Funkenbildung zu öffnen. Denn selbst wenn der Betrag des Spannungssprunges noch so klein ist, genügt schon das bloße Vorhandensein desselben, um den Funken herbeizuführen. Denn da das Anwachsen der Spannung stets schneller gehen wird als das schnellste mechanische Öffnen, so wird das Funkenpotential stets nach einer äußerst kleinen Zeit die Ver-

längerung der Funkenstrecke eingeholt haben. Verringernd auf die Funkenbildung würde günstigstenfalls die Schaltung einer großen idealen Kapazität parallel zur Funkenstrecke wirken, vorausgesetzt, daß ihre Zuleitungen völlig frei von Widerstand und Selbstinduktion wären.

20. Versuche mit eisenhaltiger Selbstinduktion. Die in den vorstehenden Abschnitten beschriebenen Versuche sind sämtlich mit einer eisenfreien Spule ausgeführt worden. Um den bei Trommelankern vorliegenden Verhältnissen noch etwas näher zu kommen, wurden die Versuche mit einer eisenhaltigen Spule wiederholt [1]). Die Spule bestand aus drei koaxialen Teilspulen aus dickem Kupferdraht; in ihre Achsenbohrung wurde ein Bündel gefirnißter Eisendrähte eingeschoben. Jede Einzelspule hatte eine Selbstinduktion von 0,26 Hy und einen Werkwiderstand von 1,67 Ohm; alle drei Spulen in Reihenschaltung hatten eine Selbstinduktion von 1,69 Hy und einen Werkwiderstand von 5,02 Ohm. Die Kapazität bestand aus Telephonkondensatoren und betrug 60 mf. Die Schaltung war die gleiche wie in den vorhergehenden Artikeln. Zu diesen Versuchen wurde ein sehr empfindliches Braunsches Rohr benutzt, welches in Kap. III, 25 ausführlich beschrieben ist. Bei der Langsamkeit der hierbei eintretenden Vorgänge genügte zum Unterbrechen des Stromes ein Momentschalter.

Mit dieser Anordnung ergaben sich Figuren, die den früher erhaltenen äußerst ähnlich waren.

Der Sprung der Spannung, dessen Betrag $= g \cdot \frac{V}{l}$ ist, hat bei Verwendung eisenhaltiger Spulen kleine Werte, da l infolge der Anwesenheit des Eisens für Wechselströme groß wird.

Da bei eisenhaltigen Spulen der Wert von l unbekannt ist, so gestaltet sich die Berechnung schwierig.

Wurde nur eine Teilspule in den Kreis eingeschaltet, während die beiden anderen zu einem Kurzschlußkreis zusammengeschlossen waren, der mit der schwingenden Spule fest gekoppelt war, so ergab sich aus den erhaltenen Figuren, daß in diesem Falle die oszillatorischen Vorgänge nach wie vor im Schwingungskreise

[1]) Den beschriebenen Anordnungen sehr ähnliche werden gewöhnlich auch bei Funkeninduktoren angewendet.

stattfinden, während die Stromstärke im Kurzschlußkreis rasch auf einen endlichen Wert steigt, der dann überaperiodisch abnimmt und das Magnetfeld noch aufrecht erhält, nachdem die Schwingungen schon längst abgeklungen sind. Natürlich haben Schwingungszahl und Dämpfung andere Werte, als wenn der Kurzschlußkreis offen ist.

Die theoretische Berechnung dieses Falles für eisenfreie Spulen läßt sich mit Hilfe der von Herrn Martens aufgestellten Gleichungen [1]) durchführen; man gelangt zu einer Gleichung dritten Grades.

Die zuletzt beschriebene Anordnung entspricht den beim Öffnen der kurzgeschlossenen Spulen eines Trommelankers vorliegenden Verhältnissen, wenn breite Bürsten verwendet werden.

---

[1]) Literaturverzeichnis Nr. 121.

III.

Maschinen, Apparate und Versuchsanordnungen.

21. Die untersuchten Maschinen. Zur experimentellen Erhärtung einiger in Kap. I. angegebener Anschauungen wurde eine Reihe von Versuchen an drei im Institut vorhandenen Gleichstrommaschinen ausgeführt, welche im folgenden etwas näher beschrieben sind.

Die größte dieser Maschinen (mit „Maschine I“ bezeichnet) ist ein Gleichstrommotor der Firma Siemens-Schuckert, Modell G. M. 202. In Fig. 20 ist ein durch diese Maschine senkrecht zur Rotorachse geführter Querschnitt gezeichnet. Der Motor leistet bei 72 Volt Netzspannung 8,3 PS, bei 36 Volt Netzspannung etwa 4 PS. Im ersten Falle beträgt die Drehzahl etwa 900 min^{-1}. Er besitzt vier Pole, deren Polschuhkanten zur Erzielung eines weicheren Feldverlaufes etwas aufgebogen sind; die Polschuhe sind lamelliert.

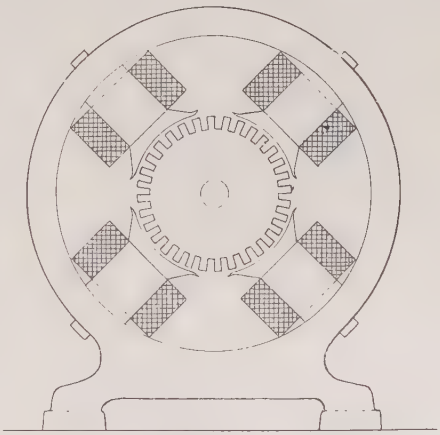

Fig. 20.

Der Rotor besitzt 43 Nuten (gezeichnet sind der Deutlichkeit halber nur 32), der Kollektor dementsprechend 86 Segmente. Die Rotorwickelung ist eine Wellenwickelung. Jede Spulenseite besteht aus einem Stromleiter; diese liegen zu zweien

in jeder Nut übereinander, so daß jede Nut vier Stromleiter enthält. Zwei nebeneinander liegende Kollektorsegmente sind stets durch eine Anzahl in Reihe geschalteter Spulen verbunden.

Die Stromzuführung geschieht durch vier Bürstengruppen, deren jede vier Kohlebürsten enthält, die federnd auf dem Kollektor aufliegen. Die Bürsten sind 15 mm breit und bedecken etwas mehr als zwei Segmente, so daß abwechselnd zwei und drei Spulen gleichzeitig durch die Bürste kurzgeschlossen sind.

Eine Abbildung dieser Maschine findet sich bei Martens, Physikal. Grundl. II, Fig. 75, S. 73.

Die zweite der benutzten Maschinen (Maschine II) ist ebenfalls von der Firma Siemens-Schuckert gebaut, Modell Gc $1^1/_2$. Ein Querschnitt durch diese Maschine, senkrecht zur Rotorwelle geführt, ist in Fig. 21 dargestellt.

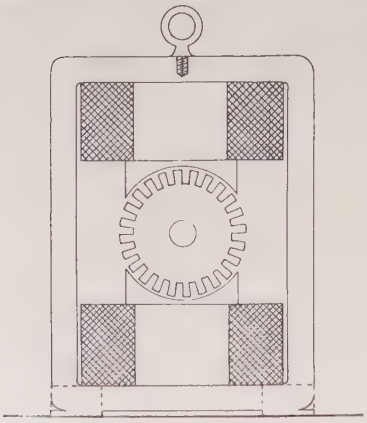

Fig. 21.

Die Maschine leistet bei 220 Volt Spannung 1,2 bis 1,3 KVA als Generator und 1,6 bis 1,7 PS als Motor bei 1250 bis 1550 Touren min^{-1}. Der Stator ist zweipolig, die Polschuhe sind massiv und zwecks günstiger Verteilung des magnetischen Feldes seitlich abgeschrägt.

Der Rotor trägt in 32 Nuten (24 gezeichnet) eine einfache Schleifenwickelung, d. h. je zwei nebeneinander liegende Kollektorsegmente sind durch eine Rotorspule leitend verbunden.

Zur Ermittelung der Windungszahl einer Spule wurde der Induktionsfluß durch die Polschuhe mit Hilfe eines ballistischen Galvanometers durch Vergleichung mit dem Normalfelde einer langen geraden Spule gemessen und zu $\mathfrak{N} = 840\,000$ EME oder Gauß bestimmt. Aus der Gleichung

$$V = \mathfrak{N} . \underline{n} . \nu . d_\nu . 10^{-8} \text{ Volt},$$

in welcher ν die Nutenzahl des Rotors bedeutet, ergibt sich, da die leerlaufende Maschine bei $n = 1200$ min^{-1} Umdrehungen

220 Volt liefert, die Drahtzahl pro Nut, $d_n = 40$. Da in jeder Nut vier Spulenseiten liegen, so besteht jede Spule aus zehn Windungen.

Die Bürsten sind bei dieser Maschine federnd zu je zweien in zwei Bürstenhaltern angeordnet, sie sind 15 mm breit und bedecken je etwa $2^1/_2$ von den 64 Kollektorsegmenten, so daß auch hier abwechselnd zwei und drei Spulen gleichzeitig durch eine Bürste kurzgeschlossen sind.

Weniger als die beiden genannten Maschinen wurde ein kleinerer Motor (Maschine III) untersucht, der aus den Werken der A. E. G. stammt. Er leistet bei 220 Volt Spannung und 2400 Umdrehungen min^{-1} 0,8 PS. Die Maschine besitzt zwei Pole, ihr Querschnitt ist dem in Fig. 21 gezeichneten Querschnitt der Maschine II sehr ähnlich. Der Rotor mit 24 Nuten ist mit einer Schleifenwickelung versehen. Die Bürsten sind 10 mm breit und bedecken etwa $2^1/_3$ Kollektorlamellen. Die Lamellenzahl beträgt 48.

Eine Zusammenstellung der für die vorliegenden Untersuchungen wichtigsten Konstanten der drei Maschinen enthält die nachstehende Tabelle 4.

Tabelle 4.

Maschine	Spannung Volt	Max. Leistung PS	Drehzahl (leer) min^{-1}	Zahl der Polpaare	Zahl der Segmente	Kollektordurchmesser mm
I . . .	72	8,3	1050	2	86	181,5
II . . .	220	1,7	1550	1	64	94
III . . .	220	0,8	2400	1	48	64

22. Hilfsmaschinen und Hilfsvorrichtungen. Die Maschine I war gewöhnlich mit einem Drehstromgenerator für 5 KVA gekuppelt, der zur Belastung des Motors benutzt wurde. Der von ihm gelieferte Drehstrom von 110 Volt Spannung zwischen den Außenleitern wurde durch eine Dreieckschaltung geführt, in deren Zweigen je zehn parallel geschaltete Glühlampen für 110 Volt Spannung lagen, so daß die Leistung $A = V.J.\sqrt{3}$ der Maschine etwa 1 KVA betrug.

Zu anderen Zwecken konnte derselbe Gleichstrommotor mit einem vierpoligen Drehstromgenerator für 3 KVA Leistung gekuppelt werden. Derselbe Drehstromgenerator wurde zwecks der in Kap. IV, 28 beschriebenen Versuche mit Maschine II gekuppelt. Für andere Versuche (vgl. Kap. IV, 26) wurde ein Aggregat bevorzugt, welches aus Maschine II und einer vierpoligen Gleichstrommaschine für 4,5 KVA Leistung (6 PS) gebildet wurde.

Maschine III wurde bei den in Kap. IV, 28 beschriebenen Versuchen mit einer kleinen Wechselstrommaschine gekuppelt, welche 12 Polpaare besitzt, daher bei der oben erwähnten Drehungsgeschwindigkeit etwa 500 Perioden sec^{-1} liefert.

Anläßlich der nachfolgenden Versuche wurden an den in Art. 21 beschriebenen Maschinen folgende Einrichtungen angebracht:

Bei allen drei Maschinen wurde neben einer der Hauptbürsten eine isolierte Nebenbürste aus Kohle angebracht, die gegen die Hauptbürste etwa um die Breite eines Segmentes in der Drehrichtung versetzt war und daher stets auf dem Kollektorsegment auflag, das soeben von der Hauptbürste abgelaufen war. Diese „Parallelbürste“ war schmaler als ein Kollektorsegment der betreffenden Maschine. Die Funkenstrecke lag somit zwischen der Parallelbürste und der Hauptbürste.

Ferner wurde eine Skala mit Gradeinteilung angefertigt, die an den Lagerböcken der Maschinen I und II derart befestigt werden konnte, daß ein am Bürstenhalter angebrachter Index die Bürstenverstellung in Graden abzulesen gestattete.

Um einen Polschuh der Maschine I wurde eine Schleife aus dickem Kupferdraht gelegt und so befestigt, daß sie dicht über der Rotoroberfläche lag und etwa ein Viertel derselben umfaßte.

Endlich wurden auf die Welle der Maschine II zwei isolierte Schleifringe aus Messing aufgesetzt, die mit zwei nebeneinander liegenden Segmenten des Kollektors leitend verbunden waren. Die Trommel, welche die Schleifringe trug, befand sich dicht neben dem Kollektor innerhalb des Lagerschildes. Auf den Schleifringen lagen federnd zwei metallene Bürsten auf, von denen jede eine Anschlußklemme trug.

23. Der Oszillograph. Die der zu untersuchenden Größe (Spannung) proportionale Ablenkung eines Lichtstrahlenbündels wurde bewirkt durch die Bewegung des Fadens in einem Eint-

hovenschen Saitengalvanometer, die der Zeit proportionale Ablenkung durch einen drehbaren Spiegel, der durch einen kleinen Motor in langsame Rotation versetzt wurde. Das in dieser Weise beeinflußte Strahlenbündel fiel in eine photographische Kamera, so daß auf der Platte die Kurve des zeitlichen Verlaufes der zu untersuchenden Größe entstand. Die gesamte Versuchsanordnung ist in Martens, Physikal. Grundl. II, S. 23 bis 25, genauer angegeben.

24. Der rotierende Spiegel. Zur Untersuchung der Funken an Maschine I wurde in der Nähe ihres Kollektors ein kleiner Gleichstrommotor für 2500 bis 3000 Touren min^{-1} so aufgestellt,

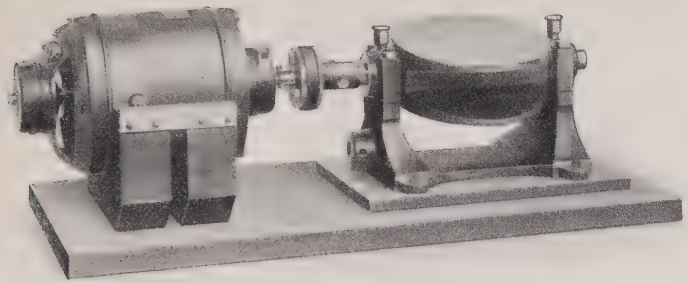

Fig. 22.

daß die Achsen beider Maschinen parallel waren. Auf der Welle des kleinen Motors wurde ein versilberter Oberflächenspiegel befestigt, der dem Kollektor der Maschine I gegenüberstand. Zwischen dem Spiegel und einer der ablaufenden Bürstenkanten war eine Konvexlinse so aufgestellt, daß die Funken sich annähernd in ihrem Brennpunkt befanden. Die von den Funken ausgehenden, aus der Linse parallel austretenden Lichtstrahlen wurden von dem rotierenden Spiegel teilweise in eine photographische Kamera hineinreflektiert, welche auf ∞ eingestellt war, so daß auf der Mattscheibe bzw. auf der photographischen Platte scharfe Funkenbilder entstanden. Um störende Reflexe von den blanken Metallteilen der Maschine zu beseitigen, wurde unmittelbar vor der ablaufenden Bürstenkante eine schmale, spaltförmige Blende aus schwarzgebranntem Messingblech angebracht.

Der zur Untersuchung der Funken an den Maschinen II und III benutzte rotierende Spiegel (Fig. 22) ist ein Hohlspiegel aus Phosphorbronze, der an seiner Oberfläche platiniert und poliert ist. Er ist auf einem gußeisernen Bock gelagert und mit einem kleinen Gleichstrommotor (Einankerumformer) für etwa 1300 Touren min^{-1} gekuppelt. Der Spiegel besitzt 18 cm Durchmesser und etwa 50 cm Brennweite.

Maschine und Spiegel wurden auf zwei Böcken in geeignetem Abstand und mit parallelen Achsen so aufgestellt, daß das Bild der Funken am Kollektor vom Spiegel auf die photographische Platte geworfen wurde, die unmittelbar vor dem Kollektor aufgestellt war (Fig. 23). Sie befand sich in einer Kassette, die in den Rahmen einer Kamera eingeschoben werden konnte, von

Fig. 23.

der das Vorderteil mit Objektiv und Balgen entfernt worden war. Die Versuche wurden im verdunkelten Raume vorgenommen.

Die beschriebene Versuchsanordnung hat vor der vorhergehenden mehrere Vorteile: 1. Die Sammellinse und das Objektiv der Kamera kommen in Fortfall: 2. der Spiegeldurchmesser bedingt eine größere Bildintensität; 3. seine Brennweite bei gleicher Drehzahl ein größeres Auflösungsvermögen.

25. Die Braunsche Röhre. Erfahrungsgemäß ist das bewegliche System eines Oszillographen zum Registrieren sehr schnell verlaufender Vorgänge zu träge. Frei von diesem Nachteil ist die Methode der Aufzeichnung solcher Vorgänge mit Hilfe der Braunschen Röhre. Sind die zu untersuchenden Vorgänge von geringer Intensität, so erweisen sich die im Handel erhältlichen Braunschen Röhren im allgemeinen als zu unempfindlich, denn die Abmessungen des eingeschmolzenen Kondensators sind ge-

wöhnlich klein, ebenso die Weglänge des abgelenkten Kathodenstrahlenbündels. Die genannten Mängel waren der Grund zur Konstruktion der nachstehend beschriebenen Braunschen Röhre sowie zur Aufstellung der zum Arbeiten mit derselben erforderlichen Apparatur.

Die Braunsche Röhre hatte ähnliche Abmessungen wie eine von Fassbender und Hupka[1]) zur Aufnahme von Schwingungskurven kleiner Amplituden benutzte Röhre und wurde, wie jene, in der Physikalisch-technischen Reichsanstalt hergestellt. Die Kathode war, wie bei der erwähnten Röhre, nach den Angaben von Roschansky[2]) angefertigt, der Fluoreszenzschirm bestand aus pulverisiertem Willemit (Zn_2SiO_4), einer Substanz, die beim Auftreffen von Kathodenstrahlen intensiv grün fluoresziert. In den mittleren Teil der über 1 m langen Röhre wurde ein Kondensator von den Abmessungen 230 . 25 mm² mit 9 mm Plattenabstand eingeschmolzen. Jede Platte besaß halbkreisförmig abgerundete Enden und drei Zuleitungen. Die Weglänge des abgelenkten Strahlenbündels nach Durchgang durch den Kondensator betrug etwa 40 cm.

Über den Teil des Rohres zwischen Anode und Diaphragma wurde ein sogenanntes Striktionsfeld geschoben, d. i. eine Spule von etwa 7 cm lichter Weite, 15 cm Länge und etwa 500 Windungen aus Kupferdraht von 1 mm Durchmesser. Der Strom in der Spule war durch einen Vorschaltwiderstand regulierbar und betrug bei normaler Härte der Strahlen etwa 2 Amp. Mit Hilfe des Striktionsfeldes ließ sich der Durchmesser des Fluoreszenzfleckes von etwa 10 mm bis auf etwa 2 mm verringern. Die Anordnung war so empfindlich, daß der Fleck auf eine Wechselspannung von 1 Volt noch merklich reagierte.

Die Röhre war auf einem hölzernen Gestell so montiert, daß ihre Achse sich in der Richtung des magnetischen Erdfeldes befand, so daß dieses selbst bei größeren Ablenkungen des Strahlenbündels keinen merklichen Einfluß auf die Lage des Fluoreszenzfleckes haben konnte. Dem Schirm gegenüber wurde zentrisch zur Rohrachse ein photographischer Apparat befestigt, der den Schirm mit den darauf befindlichen Figuren in natürlicher Größe auf der Mattscheibe abbildete. Die Abbildung einer sehr ähnlichen Ver-

[1]) Literaturverzeichnis Nr. 119. — [2]) Ebenda, Nr. 124.

suchsanordnung findet sich bei Fassbender und Hupka, Phys. Zeitschr. 1912, Tafel XXII, Fig. 2.

Durch eine Glasrohrleitung war die Röhre (R in Fig. 24) mit dem Trommelinneren einer motorisch betriebenen Gaedepumpe P

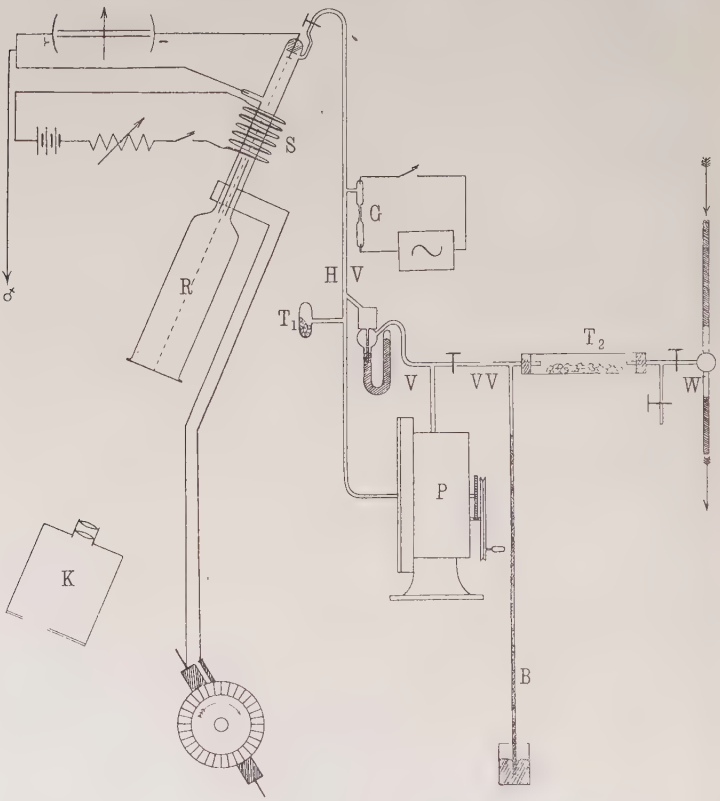

Fig. 24.

verbunden. An die Rohrleitung war eine Geißlersche Röhre G angeschmolzen, die durch ein kleines Induktorium betrieben werden konnte und deren Farbe einen Schluß auf die Güte des Hochvakuums zuließ. Eine Wasserstrahlpumpe W erzeugte das für die Gaedesche Quecksilberpumpe erforderliche Vorvakuum, welches nach dem Stande des Quecksilbers in einem angeblasenen Torri-

cellischen Barometerrohr B mit Hilfe einer Skala beurteilt werden konnte. Zwischen Vorvakuum VV und Hochvakuum HV lag ein Sperrventil V.

Zum Trocknen der Luft diente im Vorvakuum eine mit Calciumchlorid ($CaCl_2$) gefüllte Trockenröhre T_2, im Hochvakuum ein mit Fettschliff angesetztes Gefäß T_1 mit Phosphorsäureanhydrid (P_2O_5). Ein besonderer Hahn im Vorvakuum gestattete das Einlassen von Luft, ohne daß Wasser von der Pumpe in die Trockenröhre mitgerissen wurde, ein weiterer Hahn im Hochvakuum diente zum Absperren der Braunschen Röhre von der gesamten Pumpvorrichtung.

Erwähnt sei noch, daß zur Verbindung der Glasteile im Vorvakuum Druckschlauch, im Hochvakuum gefettete Glasschliffe verwendet wurden. Das Fett für Schliffe und Hähne bestand aus Bienenwachs und Vaselin zu gleichen Teilen (Roentgen).

Die Röhre wurde mit einer großen, doppelplattigen Influenzmaschine der Firma A. Wehrsen, Berlin, mit etwa 2000 Touren min^{-1} betrieben, wobei die Anode geerdet wurde.

IV.

Versuche an Gleichstrommaschinen.

26. Versuche über die Ankerrückwirkung. In Kap. I, 8 ist schon ein Versuch beschrieben worden, der an einem kleinen Gleichstromgenerator mit verteiltem Statoreisen ausgeführt wurde. Es wurde dort die durch das Querfeld hervorgerufene Drehung des Hauptfeldes bestimmt. Das Versuchsergebnis befand sich mit dem berechneten Wert im Einklang.

Bei Maschinen mit ausgesprochenen Polen ist der Verschiebungswinkel der Bürsten nicht in so einfacher Weise berechenbar. Er ist nicht linear von der Belastung abhängig; man erhält, wie Versuche zeigten, eine gekrümmte Kurve, wenn man den Bürstenverschiebungswinkel als Funktion der Last oder des Ankerstromes graphisch aufträgt.

Die Versuche über die Feldverzerrung bei einer Maschine mit ausgesprochenen Polen wurden mit Hilfe des Oszillographen (Kap. III, 23) an Maschine II ausgeführt. Der Faden des Oszillographen wurde unter Vorschaltung von Widerstand zwischen die mit zwei Nachbarlamellen des Kollektors verbundenen Schleifringe gelegt. Die Maschine wurde durch einen vierpoligen Hilfsmotor als Generator betrieben.

Zunächst wurden die Bürsten der Maschine abgenommen und das Feld durch Anlegen an 220 Volt Spannung erregt. Da bei abgenommenen Bürsten in keiner Spule Ströme entstehen können (abgesehen von dem schwachen Strom durch den Faden des Oszillographen), so erhält man in diesem Falle den Verlauf des Hauptfeldes ohne Querfeld, d. h. ohne Verzerrung (Fig. 25). Wie sich durch Ausmessung der Polwinkel ergab, rühren die vier kurzen, etwa auf halber Amplitudenhöhe liegenden, wagerecht verlaufenden Stellen jeder Periode der Kurve von den abgeschrägten Kanten der Polschuhe her.

Das Aufsetzen der Bürsten ergab keine merkliche Änderung der Kurve, solange Bürstenebene und Maximalebene zusammenfielen. Dagegen änderte die Kurve ihre Form, sobald die Maschine belastet wurde. Bei funkenlosem Lauf sind dann Maximal- und Bürstenebene gegen die Symmetrieebene gedreht, daher verändert

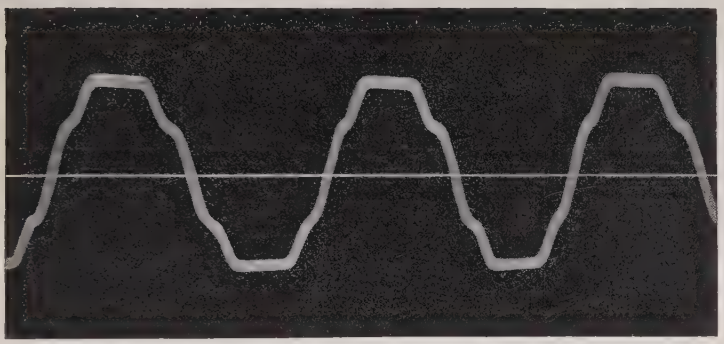

Fig. 25.

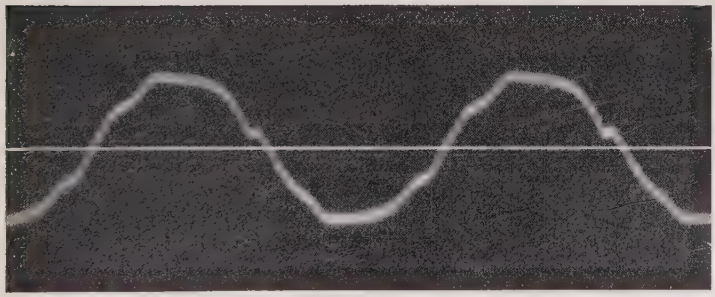

Fig. 26.

sich die Lage der oben erwähnten wagerechten Stellen der Kurve. Stehen die Bürsten in der Nähe der Polkanten, so sind je zwei dieser wagerechten Stellen bis in die Nähe der Nullinie verschoben, d. h. der während des Kommutierungsvorganges die zu kommutierende Spule durchsetzende magnetische Verschiebungsstrom, also auch die induzierte EMK (V) sind konstant. Unter dieser Annahme ist der Kommutierungsvorgang in Kap. I, 4 berechnet worden.

Wird die Maschine belastet (Last = 0,8 KVA), so ergibt sich die Kurve des verzerrten Feldes (Fig. 26). Beim belasteten Generator ist das Hauptfeld in der Drehungsrichtung verschoben, die vier wagerechten Stellen jeder Periode also scheinbar gegen die Drehungsrichtung. Diese Tatsache ist aus Fig. 26 ersichtlich; es ist zu beachten, daß die Kurven von rechts nach links durchlaufen werden. Die Bürstenebene war bei der Aufnahme von Fig. 26 gegen die Maximalebene etwas in der Drehungsrichtung verstellt.

Tabelle 5. (Kurve Fig. 25.)

k	$(\cos\gamma)$ $\mathfrak{A}$	$(\sin\gamma)$ $\mathfrak{B}$	J	$tg\,\gamma$	γ
1	19,35	— 0,43	19,36	— 0,0222	358° 43,8′
3	1,46	0,17	1,47	0,116	6 36,6
5	— 0,01	0,10	0,10	$\pm\infty$	90
7	0,71	0	0,71	0	0
9	0,42	0,01	0,42	0	0
11	— 0,07	0,08	0,11	— 1,14	131 15,6
13	— 0,17	0,02	0,17	0	180
15	— 0,08	0,01	0,08	0	180
17	— 0,01	0,03	0	—	—

Tabelle 6. (Kurve Fig. 26.)

k	$(\cos\gamma)$ $\mathfrak{A}$	$(\sin\gamma)$ $\mathfrak{B}$	J	$tg\,\gamma$	γ
0	—	— 0,095	— 0,095	—	—
1	16,180	— 0,122	16,180	— 0,0075	359° 34,2′
2	— 0,062	— 0,035	0,071	0,565	209 28,0
3	0,438	0,229	0,494	0,523	27 36,6
4	— 0,480	0,005	0,480	0	180
5	— 0,092	— 0,136	0,164	1,479	235 56,2
6	— 0,501	0,078	0,508	— 0,156	171 8,0
7	0,373	0,159	0,440	0,426	23 4,4
8	— 0,120	0,026	0,123	— 0,216	167 48,6
9	0,205	0,272	0,341	1,325	52 57,5
10	0,111	0,002	0,111	0	0
11	0,173	— 0,181	0,249	— 1,045	313 44,4
12	0,173	0,078	0,189	0,451	24 16,5
13	0,186	— 0,038	0,190	— 0,204	348 28,8
14	0,129	0,035	0,133	0,271	15 9,8
15	0,150	— 0,117	0,191	— 0,780	322 2,8
16	0,115	— 0,040	0,122	— 0,348	340 48,7
17	0	— 0,016	0	—	—

Das scharfe Hervortreten von je einer der den Polkanten entsprechenden Stellen sowie die Unsymmetrie der Kurve zur Zeitachse ist wohl auf die Wirkung der Kurzschlußströme und auf die hierauf einflußreiche Polarität der Bürsten zurückzuführen.

Um die Verzerrung des Feldes auch zahlenmäßig klarer erkennen zu lassen, wurden die Kurven Fig. 25 und 26 mit Hilfe von Fourierschen Reihen in ihre sinoidalen Komponenten zerlegt. Hierbei wurde ein von Herrn Martens[1]) angegebenes Rechenverfahren benutzt. Es wurde mit 36 Teilpunkten gerechnet; als Ordinaten wurden die Mittelwerte beider Kurvenränder genommen. Von Kurve Fig. 25 wurden zwei Perioden ausgemessen und die Mittelwerte entsprechender Ordinaten gebildet; von Kurve Fig. 26 wurde nur eine Periode ausgemessen. Im ersten Falle konnten infolge der Symmetrie der Kurve zur Nullinie noch die Mittelwerte aus den entsprechenden absoluten Werten beider Periodenhälften gebildet und der Rechnung zugrunde gelegt werden. Aus dem gleichen Grunde fallen bei Kurve Fig. 25 die geradzahligen Oberschwingungen fort.

Der Unterschied des Feldverlaufes bei den beiden Kurven ergibt sich aus einer Vergleichung der beiden nebenstehenden Tabellen 5 und 6, welche die Rechnungsresultate enthalten. Bei der Kurve des verzerrten Feldes treten, wie sich aus diesen Tabellen ergibt, zu den in Kurve Fig. 25 schon vorhandenen Wellen einige Oberschwingungen der Grundwelle mit relativ großen Amplituden additiv hinzu.

27. Untersuchung der Funken mit dem rotierenden Spiegel.

Die drei untersuchten Maschinen liefen bei diesen Versuchen als Motoren; die Maschinen I und II waren mit je einem Generator gekuppelt, der an einem Glühlampennetz 1 KVA bzw. 0,9 KVA leistete. Die Bürsten wurden im Drehungssinne so weit verstellt, daß eine mittlere Funkenbildung eintrat (Winkel zwischen Bürsten- und Maximalebene etwa gleich 10^0 bis 20^0), und diese im rotierenden Spiegel photographiert. Bei allen drei Maschinen zeigte die Mehrzahl der Erscheinungen Lichtbogencharakter; sie bildeten sich auf der Platte als Streifen ab, die schmal beginnen und an Breite zunehmen, um entweder allmählich wieder schwächer zu

[1]) Archiv d. Math. u. Phys. (3), **17**, 117—128, 1910.

werden oder plötzlich abzubrechen. Letztere Erscheinung zeigte sich besonders deutlich an der Maschine II. Fig. 27 gibt ein an dieser Maschine aufgenommenes Photogramm wieder. Die Streifen werden, ebenso wie die in Fig. 28, 29 und 30 abgebildeten Erscheinungen, von links nach rechts durchlaufen. Die Lichtbögen beginnen daher lichtschwach und werden dann intensiver, um mit wachsender Länge der Funkenstrecke teils langsam wieder zu verlöschen, teils plötzlich zerissen zu werden.

Die Versuche an Maschine I wurden mit Planspiegel und Linse, an den Maschinen II und III mit Hohlspiegel angestellt. Für beide Fälle gilt folgende Überlegung: Ist dl die Länge des

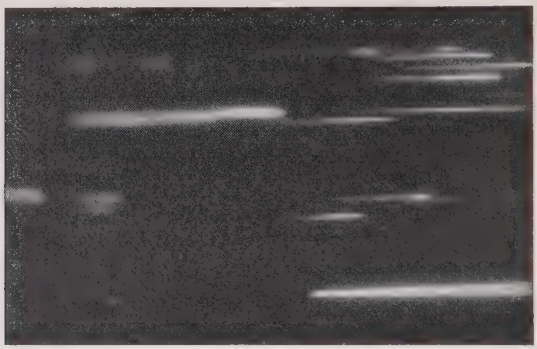

Fig. 27.

geschwärzten Streifens auf der Platte, dt die Dauer des Lichtbogens, $d\varphi$ die Drehung des Spiegels während dieser Zeit, f die Entfernung des Spiegels von der Platte (bzw. die Brennweite des Objektives), so gilt (vgl. Fig. 23):

$$dl = 2f.d\varphi = 2f.(d\varphi/dt).dt = 4\pi nf.dt,$$

wenn n die Drehzahl des Spiegels bedeutet. Also ist

$$dt = \frac{dl}{4\pi nf}. \quad \cdots\cdots\cdots \quad (47)$$

Hieraus ist die Dauer des Lichtbogens bestimmbar. Ist ferner D der Kollektordurchmesser und n' die Drehzahl des Kollektors, so ergibt sich die Länge l' des Lichtbogens nach der Gleichung

$$l' = D\pi n' dt.$$

Die nachstehende Tabelle 7 enthält die Versuchsdaten sowie die nach obigen Gleichungen berechneten Werte dt und l', welche denjenigen Schwärzungsstreifen auf den Platten entsprechen, die einander nicht überlagern und daher gut meßbar sind.

Als Drehzahlen n und n' sind stets die Mittelwerte aus je einer vor und nach der Aufnahme erfolgten Messung eingesetzt.

Es ergibt sich die maximale Lichtbogenlänge bei Maschine I zu etwa 1,3 mm, bei Maschine II zu etwa 1,5 mm, bei Maschine III zu etwa 0,5 mm.

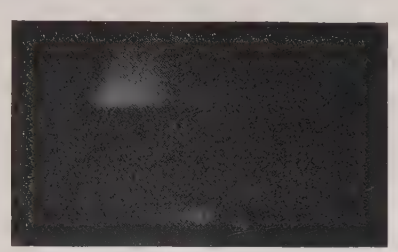

Fig. 28.

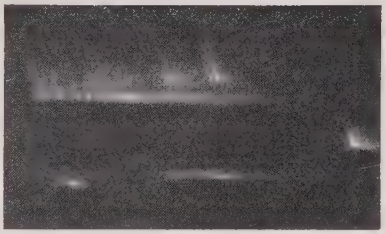

Fig. 29.

Fig. 30.

Außer den Lichtbögen traten, wie die Aufnahmen ergaben, bei Maschine I deutlich oszillatorische Vorgänge auf. Diese kennzeichnen sich auf den Platten durch Reihen geschwärzter Punkte, zwischen denen sich durchsichtige Stellen befinden. Einige dieser Aufnahmen sind in den Fig. 28, 29 u. 30 vergrößert wiedergegeben. Die schweifähnlichen Fortsätze der Funkenbilder rühren von einer Strahlenzerstreuung durch die Linse her, in deren Brennpunkt sich naturgemäß nur ein Punkt der Bürstenkante befinden konnte. Durch Verwendung einer Zylinderlinse ließe sich dieser Übelstand vermeiden.

Versteht man unter dl' den Abstand zweier Schwärzungsmaxima, die durch ein anderes voneinander getrennt sind, so

ergibt sich nach Gl. (47) die Wellenlänge λ der Schwingung aus der Beziehung

$$\lambda = \frac{dl' \cdot c}{4\pi n f} \quad \cdots\cdots\cdots \quad (48)$$

Die Größen dl' wurden mit der Teilmaschine gemessen und die Wellenlängen nach Gl. (48) berechnet. Es ergaben sich für λ

Tabelle 7.

Maschine	f cm	n sec^{-1}	n' sec^{-1}	dl cm	dt 10^{-4} sec	l' mm
I	16	63,3	13,07	1,6	1,26	0,94
		63,3	13,07	1,9	1,49	1,11
		63,3	13,07	1,2	0,94	0,71
		45	13,07	1,6	1,77	1,32
		40,45	13,07	1,3	1,59	1,19
II	45	21,75	19,24	3,2	2,60	1,48
		21,75	19,24	2,2	1,79	1,02
		21,75	19,24	3,2	2,60	1,48
		21,75	19,24	1,7	1,38	0,79
		21,75	19,61	2,8	2,28	1,32
		21,75	19,61	1,7	1,38	0,80
		21,75	19,61	1,8	1,46	0,85
		21,75	19,61	1,8	1,46	0,85
		21,75	19,61	1,5	1,22	0,71
		21,75	19,61	1,3	1,06	0,61
		21,75	17,87	1,6	1,30	0,69
		21,75	17,87	1,5	1,22	0,64
III	52,5	21,75	37,1	0,7	0,49	0,36
		21,75	37,1	0,9	0,63	0,47
		21,75	40,8	0,8	0,56	0,46
		21,75	40,8	0,8	0,56	0,46
		21,75	41,7	0,7	0,49	0,41
		21,75	41,7	0,9	0,63	0,52

Werte, die zwischen 6400 m und 1400 m liegen. Wie an späterer Stelle beschriebene Messungen der Selbstinduktion und Kapazität des Ankerkreises zeigen, stimmt diese Wellenlänge nicht mit der theoretisch zu erwartenden überein, deren Auftreten wahrscheinlich durch den der Kapazität parallel geschalteten Lichtbogen verhindert wird (vgl. 30.). Das Auftreten dieser offenbar stark gedämpften Schwingungen ist daher auf andere Ursachen zurückzuführen.

28. Untersuchung der Momentanspannung zwischen Nachbarsegmenten mit der Braunschen Röhre. Wurden Haupt- und Nebenbürste der Maschine I mit den Kondensatorplatten der Braunschen Röhre (vgl. Fig. 24) verbunden, so zog sich im allgemeinen bei verstellten Bürsten, also funkend laufender Maschine, der Fluoreszenzfleck in ein Lichtband aus, welches von der ursprünglichen Ruhelage des Fleckes ausging und bis nahe an den Rand des Schirmes reichte. Es tritt beim Ablaufen jeder Lamelle von der Hauptbürste eine Spannung zwischen dieser und der Lamelle auf, die eine einseitige Ablenkung des Fleckes aus der Ruhelage verursacht. Fällt diese Spannung aperiodisch ab, so bleibt die Ablenkung einseitig; entstehen Schwingungen, so tritt der Lichtstreifen auf beiden Seiten der ursprünglichen Ruhelage des Fleckes auf. Tatsächlich konnte diese Erscheinung in einzelnen seltenen Fällen beobachtet werden. Indessen wird durch die folgenden Versuche wahrscheinlich gemacht, daß das Abklingen der Spannung in den weitaus meisten Fällen aperiodisch erfolgt.

Zur Ermittelung des zeitlichen Verlaufes der Spannung zwischen der Bürste und einer ablaufenden Lamelle wurde folgende Methode angewandt: Es wurden in der Nähe des Braunschen Rohres zwei Spulen aufgestellt, deren Achsen aufeinander und auf der Rohrachse senkrecht standen, und die parallelgeschaltet und an eine nahezu *sin*-förmige Wechselspannung gelegt wurden. Infolge der Phasenverschiebung, welche die in den beiden Spulen fließenden Wechselströme gegeneinander haben, durchläuft der Fluoreszenzfleck eine ellipsenartige Figur, die durch Änderung der Entfernung der Spulen von der Röhre sowie durch Änderung eines mit einer der Spulen in Reihe geschalteten Widerstandes in weiten Grenzen veränderlich war. Bei Anlegen der zu untersuchenden Spannung an die Platten des Rohrkondensators erschienen die Spannungszacken über die ganze Figur verteilt. Eine einfache Überlegung ergibt die Bedingung dafür, daß diese Zacken stets an denselben Stellen der Kurve auftreten, die ganze Figur also zu einer räumlich stillstehenden wird. Hat nämlich die den Ablenkungsstrom hervorbringende Wechselstrommaschine die gleiche Drehzahl wie die Gleichstrommaschine, so muß die Polzahl der Wechselstrommaschine in der Lamellenzahl der Gleichstrommaschine restlos enthalten sein. Es wurde daher in allen Fällen die Gleichstrommaschine als Motor benutzt und mit einem

Wechselstromgenerator gekuppelt, der die angegebene Bedingung erfüllte.

Die Maschine III, welche 48 Lamellen besaß, wurde mit einem kleinen Wechselstromgenerator mit 12 Polpaaren gekuppelt. Zur Erzielung eines möglichst nahe *sin*-förmigen Stromes in den Ablenkungsspulen wurde die Primärwickelung eines kleinen eisenhaltigen Transformators als Drosselspule in den Stromkreis geschaltet. Es waren bei dieser Anordnung auf der Ellipsenfigur 4 Spannungszacken zu erwarten.

Fig. 31 ist eine Aufnahme der Ablenkungsfigur [1]) bei stark funkender Maschine. Zwischen den vier von der Stromunterbrechung beim Ablaufen eines Segmentes von der Hauptbürste herrührenden Spannungsstößen treten hier noch vier weitere Spannungsstöße auf, die vom Ablaufen des vorhergehenden Segmentes von der Nebenbürste herrühren und durch Transformatorwirkung auf die zwischen den Bürsten liegende Spule übertragen werden. Man erkennt aus Fig. 31 deutlich das aperiodische Abfallen der Spannung, das durch den Lichtbogen hervorgerufen wird.

Nähert man die Bürsten der günstigsten Stellung, so verlieren sämtliche Spannungsstöße an Intensität, verschwinden aber selbst bei richtiger Bürstenstellung nicht völlig, was offenbar auf die Einflüsse zufälliger mechanischer Ungleichmäßigkeiten zurückzuführen ist. Beim Durchgang der Bürsten durch die günstigste Lage kehrt sich die Richtung der Spannungszacken um.

In Fig. 32 ist eine Kapazität von 60 mf zwischen Haupt- und Parallelbürste geschaltet. Die Figur zeigt, daß die Höhe der Spannungszacken wesentlich abgenommen hat, daß also die vorhandene Kapazität groß genug ist, um den Strom i_B (vgl. Kap. I, 2.) so lange hindurchzulassen, bis die Stromstärke in der soeben geöffneten Spule gleich der Stromstärke in den voreilenden Spulen ist. Die Kapazität zweier benachbarter Lamellen gegeneinander ohne Zuschaltung einer Hilfskapazität ist zur Verrichtung dieser Funktion viel zu klein.

Die Verwendung einer Kapazität von nur 6 mf zeigte einen erheblich geringeren Einfluß auf die Höhe der Spannungszacken. Die Bürstenverschiebung war in allen Fällen gleich groß, die

[1]) Fig. 33 und 34 werden im Uhrzeigersinne, Fig. 31 und 32 in entgegengesetztem Sinne durchlaufen.

Funkenbildung aber bei großer Kapazität merklich, bei kleiner wenig geringer als ohne Kapazität.

Fig 31.

Fig. 32.

Maschine II wurde mit einer vierpoligen Wechselstrommaschine gekuppelt und lieferte die Fig. 33 und 34. Fig. 33 ist eine Aufnahme ohne Zusatzkapazität. Die hohen, lichtschwachen

Spannungsspitzen schwärzen die photographische Platte nur sehr wenig und markieren sich fast nur durch die Umkehrpunkte. Die außerhalb der Ellipsenfiguren liegenden helleren Stellen der Fig. 33 und 34 entsprechen den Teilen der Bürstenspannung, die auf die Lücke zwischen zwei Nachbarlamellen entfallen.

Fig. 34 ist die analoge Aufnahme nach Zuschaltung einer Kapazität von 60 mf zu der Lamellenkapazität. Die hohen, lichtschwachen Spannungsspitzen sind hier völlig verschwunden.

Die Versuche an Maschine I ergaben ganz ähnliche Figuren. Indessen verschwanden hier die hohen Spannungsspitzen durch das Anlegen von 60 mf an die Parallelbürsten nicht völlig, sondern wurden nur etwa bis auf die Hälfte verkürzt. Die zur Beseitigung der Spannungsstöße erforderliche Kapazität hängt von der Selbstinduktion und dem Widerstande der Ankerspule ab.

Durch Annäherung einer der Ablenkungsspulen an das Rohr konnte die große Achse der Ellipsenfigur so weit verlängert werden, daß nur ein Ausschnitt der Kurve auf dem Schirm lag. Hierdurch wurden die Spannungserscheinungen nur wenig deutlicher, die ganze Kurve dagegen wesentlich lichtschwächer. Da sie überdies auf längere Zeit nicht ganz konstant blieb, so ergaben sich Schwierigkeiten beim Photographieren. Daher wurde von weiteren Versuchen in dieser Richtung abgesehen.

Die Wirkung einer Kapazität auf den Unterbrechungsfunken ließ sich gut an dem folgenden Versuch erkennen: Eine Selbstinduktion von 0,016 Hy wurde mit einem veränderlichen Widerstand, einer Stromquelle und einer Schaltvorrichtung in Reihe geschaltet. Die Schaltvorrichtung bestand aus zwei nebeneinander befestigten Messingklötzen, über welche ein Klotz aus Bürstenkohle geschoben werden konnte, der den Strom schloß bzw. unterbrach. Diese Einrichtung ist den bei Kollektoren vorliegenden Verhältnissen ähnlich. Legt man der Öffnungsstelle einen Kondensator parallel, so erhält man einen Schwingungskreis, den man durch passende Wahl der Größen von Kapazität und Widerstand zu einem aperiodischen machen kann. L, C und R sind in diesem Falle verbunden durch die Beziehung

$$R = 2\sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Im vorliegenden Falle ergibt sich hieraus bei 35 Ohm Widerstand im Kreise die aperiodische Grenzkapazität zu 51 mf.

Der unterbrochene Strom betrug etwas mehr als 3 Amp. Lag der Öffnungsstelle keine Kapazität parallel, so trat beim Unter-

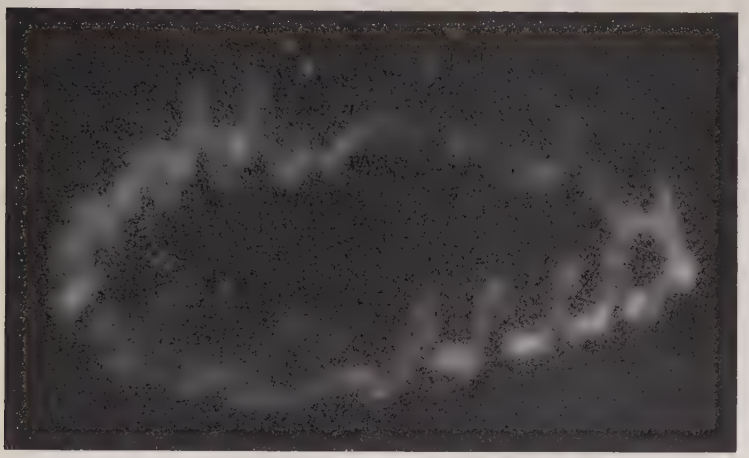

Fig. 33.

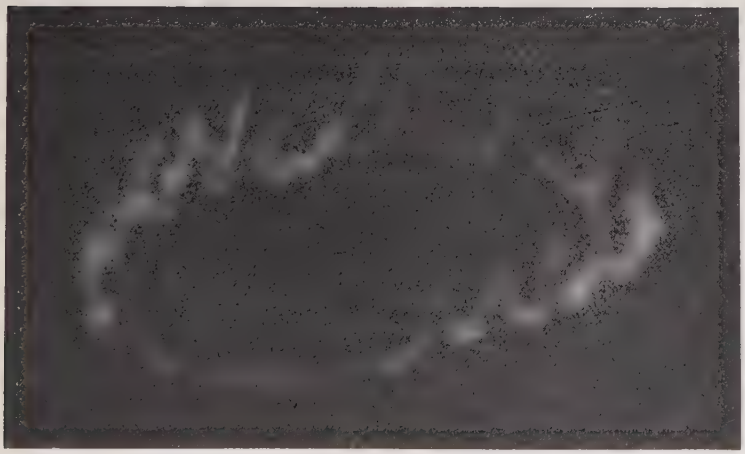

Fig. 34.

brechen ein langer, zischender Lichtbogen auf; schaltete man 51 mf zwischen die Messingklötze, so erfolgte das Abziehen des Kohleklotzes fast funkenfrei; nur im verdunkelten Raum ließen

sich im Moment des Öffnens winzige Fünkchen wahrnehmen. Beim Verkleinern der Kapazität und des Widerstandes sowie beim Vergrößern der Selbstinduktion traten beim Unterbrechen spritzende Funken auf, verbunden mit einem klatschenden Geräusch.

Beim Öffnen von Ankerspulen am Schlusse des Kommutationsvorganges liegen zwar die Verhältnisse insofern günstiger, als die Selbstinduktion kleiner ist als in der oben beschriebenen Versuchsanordnung (vgl. 29), aber andererseits wesentlich ungünstiger, da der Werkwiderstand des geöffneten Kreises in der Regel außerordentlich klein ist. Daher erklärt es sich, daß zur Herabsetzung der Funkenbildung an der ablaufenden Bürstenkante, besonders bei größeren Maschinen, Kapazitäten von erheblicher Größe erforderlich sind.

Die hohen, beim Öffnen der Ankerspulen von Maschine I entstehenden Spannungsspitzen gingen, wie erwähnt, beim Anlegen von 60 mf an die Parallelbürsten nicht völlig zurück. Diese Erscheinung erklärt sich nach dem Vorstehenden dadurch, daß die Ankerwickelung von Maschine I aus dickem, fast widerstandsfreiem Kupferband besteht.

29. Bestimmung von Selbstinduktion und Kapazität des Ankerkreises. Zur Messung der Selbstinduktion einer Ankerspule wurden von zwei nebeneinander liegenden Kollektorsegmenten der Maschine II die Spulenverbindungen abgenommen und dadurch vier zum Anker führende Drahtenden erhalten. Zwischen zweien von diesen Enden lag eine einzige Spule, während zwischen den beiden anderen die gesamte übrige Ankerwickelung lag. An die ersterwähnten Enden wurden zwei kurze Zuleitungen aus Kupferdraht angelötet.

Die Selbstinduktion der zwischen diesen Zuleitungen liegenden Spule wurde zunächst in bekannter Weise mit Watt-, Volt- und Amperemeter bei Wechselstrom von 50 Perioden gemessen. Sie erwies sich als so klein, daß sie, um einigermaßen große Ausschläge von Watt- und Voltmeter zu erzielen, mit einem induktionsfreien Widerstand (1,92 Ohm, in der Wheatstoneschen Brückenschaltung gemessen) in Reihe geschaltet werden mußte.

Der Mittelwert aus einigen Messungen war $L = 1{,}14 \cdot 10^{-4}$ Hy. Die Lage der Spule zu den Statorpolen, sowie die Erregung des Hauptfeldes hatten keinen merklichen Einfluß.

Eine zweite Messung der Selbstinduktion wurde mit Hilfe der Wheatstoneschen Brückenschaltung unter Benutzung eines Summers als Stromquelle ausgeführt. Hierbei ergab sich der Wert $L = 1{,}27 \cdot 10^{-4}$ Hy. Der wahrscheinliche Wert der Selbstinduktion ist nach beiden Messungen rund $L = 1{,}2 \cdot 10^{-4}$ Hy.

Die Kapazität zweier Nachbarlamellen gegeneinander läßt sich der Größenordnung nach berechnen. Die Länge der Lamellen ist 66 mm, die radiale Tiefe schätzungsweise etwa 25 mm, die Fläche also etwa 16,5 cm². Die Isolationsdicke wurde mit Hilfe eines Mikroskopes, welches eine Okularskala enthält, zu 0,9 mm im Mittel bestimmt. Setzt man die Dielektrizitätskonstante des Glimmers gleich 6,5 (Kohlrausch), so ergibt sich eine Kapazität von etwa $C = 1{,}05 \cdot 10^{-4}$ mf.

Zur experimentellen Bestimmung der Kapazität wurden die beiden losgetrennten Kollektorsegmente mit Zuleitungen versehen und mit einer Selbstinduktion von $2 \cdot 10^{-2}$ Hy zu einem Schwingungskreise zusammengeschaltet. Dieser Schwingungskreis wurde durch einen lose gekoppelten Erregerkreis, der durch einen Poulsengenerator gespeist wurde und dessen Kapazität veränderlich war (Drehkondensator), in Schwingungen versetzt. Die Feststellung der Resonanz erfolgte durch einen Meßkreis [1]), der eine ungeteilte Spule und einen geeichten Drehkondensator enthielt; in den Meßkreis wurde ein Hitzdrahtinstrument eingeschaltet. Die Resonanz der drei Kreise trat bei einer Wellenlänge von $\lambda = 2810$ m ein. Hieraus erhält man für die gesuchte Kapazität nach der Gleichung $C = \lambda^2/4\pi^2 c^2 L$ den Wert $C = 1{,}1 \cdot 10^{-4}$ mf.

Da die einzelnen Spulen und ebenso die Isolationsschichten, wie schon der Augenschein lehrt, nicht völlig einander gleichen, so dürften die Werte von Selbstinduktion und Kapazität um erhebliche Beträge voneinander verschieden sein.

Der Ohmsche Widerstand der Spule wurde in der Wheatstoneschen Brücke gemessen. Er beträgt 0,155 Ohm.

---

[1]) Dieser Meßkreis wurde nach einem von Lindemann (Literaturverzeichnis Nr. 120) angegebenen Verfahren geeicht. Wurde der Meßkreis mit einem Poulsengenerator erregt, so enthielt er infolge seiner Unsymmetrie auch die Oberwellen seiner Grundschwingung, auf die ein geeichter Dönitzscher Wellenmesser ansprach.

Die Wellenlänge der idealen Eigenschwingung des Ankerkreises ergibt sich nach der Thomsonschen Formel:

$$\lambda = 2\pi c\sqrt{CL}.$$

Es ist also ungefähr $\lambda = 220$ m.

Der Versuch einer Messung der zwischen zwei Nachbarlamellen der Maschine I liegenden Selbstinduktion zeigte, daß diese etwa von gleicher Größenordnung ist wie bei Maschine II, während die Kapazität des Lamellenkondensators schätzungsweise drei- bis viermal so groß ist als bei Maschine II. Die Wellenlänge des Ankerkreises der Maschine I wird also größer sein als die der Maschine II, dürfte aber den Betrag von 1000 m wohl noch nicht erreichen.

30. Resonanzversuche. Zwischen die Enden der in Kap. III, 22 beschriebenen, um einen Polschuh der Maschine I gelegten Drahtschleife wurde eine Kapazität (Drehkondensator) und eine große Selbstinduktion (12,65 Hy) in Reihe geschaltet. Da die Umkehrung des Stromes in einer kurzgeschlossenen Ankerspule zu einer Zeit vor sich geht, in der sich die Spule in der Nähe der Ebene maximalen Induktionsflusses befindet, so ist je eine Ankerspule während des Kommutierungsvorganges mit der um den Polschuh gelegten Schleife gekoppelt. In der Schleife wird daher ein Wechselstrom induziert, dessen Frequenz durch das Produkt aus der sekundlichen Drehzahl des Ankers und der Zahl der Kollektorlamellen bestimmt ist. Stimmt die Frequenz des Schwingungskreises, der die Schleife enthält, mit der erwähnten Frequenz überein, so ist die Stromstärke im Schwingungskreise ein Maximum; ein in den Kreis eingeschaltetes Telephon tönt. Bei der untersuchten Maschine (I) trat die Resonanz bei einer Kapazität von $8{,}5 \cdot 10^{-4}$ mf ein; die Schwingungszahl ergab sich hieraus zu $n = 1530$. Die Drehzahl $.\sec^{-1}$ der Maschine betrug 17,65, die Lamellenzahl 86, also $n = 1520$; die Übereinstimmung ist also befriedigend. Ein aus einem Glimmerkondensator von 0,5 mf und einer variablen Selbstinduktion gebildeter Kreis konnte auf die gleiche Weise zur Resonanz gebracht werden, wenn die Selbstinduktion einen Wert von 0,0215 Hy hatte. Die Schwingungszahl, die sich hieraus ergibt, ist nahezu die gleiche.

Ein weiteres Maximum der Stromstärke trat auf, wenn die Kapazität $35{,}1 \cdot 10^{-4}$ mf, die Selbstinduktion 12,65 Hy betrug. Die

Schwingungszahl in diesem Falle war $n = 756$, also halb so groß als bei dem vorhergehenden Versuch. Da der Anker halb soviel Nuten als Lamellen besitzt, so dürfte diese Schwingung darauf zurückführbar sein, daß der magnetische Widerstand des aus Pol, Anker, Pol und Joch gebildeten magnetischen Kreises, also auch der Induktionsfluß, der die Drahtschleife durchsetzt, infolge der Bewegung der Ankernuten und Ankerzähne unter dem Polschuh periodisch wechselt. Der in der Schleife induzierte Wechselstrom muß daher die halbe Frequenz des durch die Kurzschlußströme hervorgerufenen Wechselstromes haben, was mit dem Versuchsergebnis übereinstimmt.

Die Existenz der beiden beobachteten Schwingungen ist schon früher nachgewiesen worden, neuerdings auch auf oszillographischem Wege [1]).

In Kap. I, 11. wurde die Möglichkeit erwähnt, daß beim Unterbrechen des Stromes in einer Ankerspule der aus dieser und der an ihren Enden liegenden Kapazität der Kollektorlamellen gebildete Ankerkreis in Schwingungen gerate. Treten diese Schwingungen auf, so müssen sie, wie im vorigen Abschnitt gezeigt wurde, außerordentlich schnell sein. Durch passende Wahl von Kapazität und Selbstinduktion muß sich sodann der die Schleife enthaltende Schwingungskreis zur Resonanz auf die Schwingungen des Ankerkreises bringen lassen. Kapazität und Selbstinduktion des gekoppelten Kreises wurden also derart verändert, daß die Wellenlänge der Eigenschwingung des Kreises ein Intervall von 80 bis 10000 m kontinuierlich überstrich. Da es sich bei diesem Versuch im Gegensatz zu den vorigen um gedämpfte Schwingungen handelte, so wurde das Telephon in einen besonderen, aperiodischen Detektorkreis (nähere Beschreibung siehe Martens, Physikal. Grundl. II, S. 281) eingeschaltet.

Indessen wies im ganzen Meßbereich der Ton des Telephons kein Intensitätsmaximum auf, gleichgültig, ob die Maschine mit oder ohne Funkenbildung lief.

Da beim Vorhandensein schneller Öffnungsschwingungen in den Ankerspulen eine schnell wechselnde Spannung zwischen Bürste und ablaufendem Segment auftreten muß, so war zu erwarten, daß ein auf die Frequenz dieser schnellen Wechselspannung abgestimmter

[1]) Literaturverzeichnis Nr. 63.

Kreis, an die Parallelbürsten der Maschinen oder an die Schleifringe von Maschine II gelegt, zur Resonanz kommen würde. Aber auch hier war in dem ganzen oben erwähnten Bereich nirgends eine maximale Stromstärke im Versuchskreis nachzuweisen.

Durch diese Ergebnisse wird es wahrscheinlich gemacht, daß die vermuteten Schwingungen der Ankerspulen nach Unterbrechung des Kurzschlußstromes nicht auftreten, sondern durch den Lichtbogen zerstört werden. Der Öffnungslichtbogen wirkt als leiten-

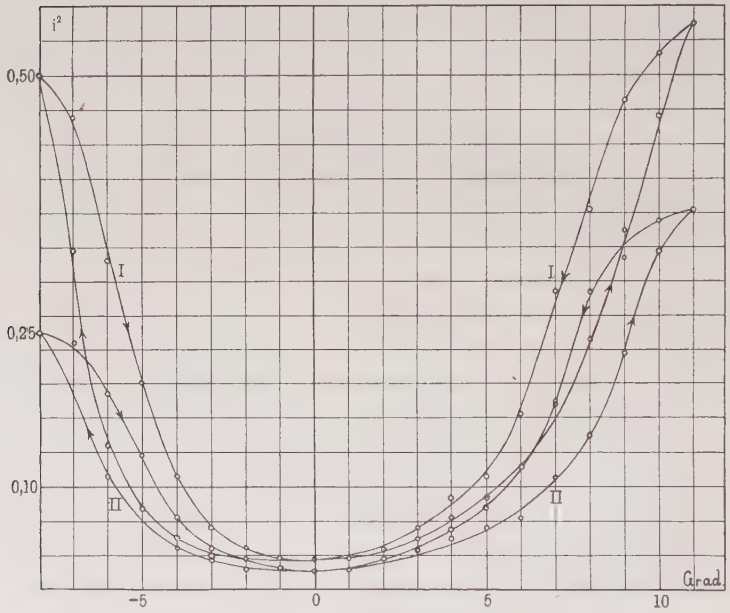

Fig. 35.

der Stromweg wie ein der Kapazität parallel geschalteter Widerstand, der den Ankerkreis zu einem aperiodischen macht. Hiermit im Einklang steht die bei der Untersuchung der Öffnungsvorgänge in Kap. II, 19 gemachte Erfahrung, daß für schnellere Vorgänge die mechanische Öffnung nicht plötzlich genug vor sich geht; das erste an der Öffnungsstelle auftretende Spannungsmaximum durchschlägt diese, und die im Kreise vorhandene Energie wird zur

Bildung eines Lichtbogens verbraucht, statt mit Hilfe von Schwingungen in Joulesche Wärme überzugehen.

Natürlich bleibt die Möglichkeit bestehen, daß in einzelnen Fällen, in denen durch irgend einen zufälligen Einfluß der mechanische Öffnungsvorgang beschleunigt oder der Lichtbogen vorzeitig zum Erlöschen gebracht wird, dennoch Schwingungen auftreten; doch dürften solche Fälle zu den Ausnahmen gehören.

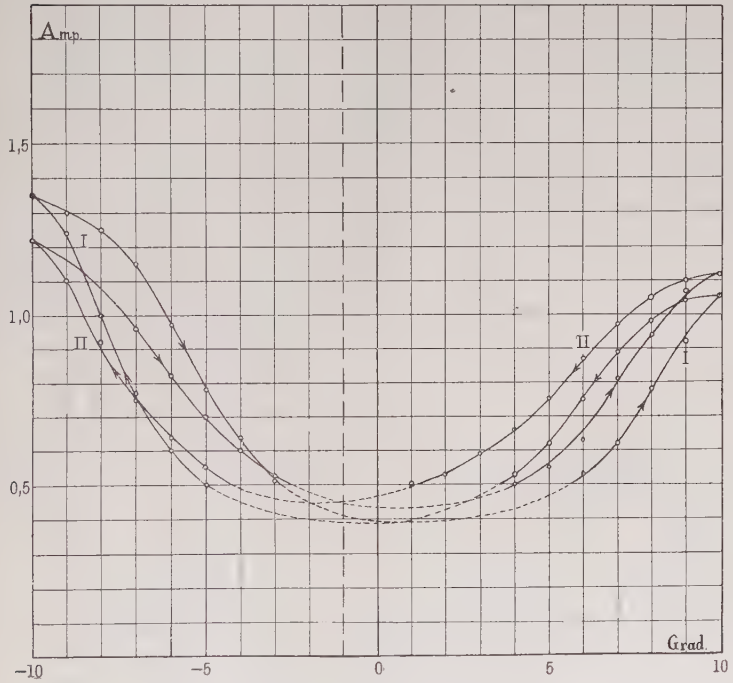

Fig. 36.

31. Die thermische Hysteresis der Bürstenstellung. Die Spannung zwischen Haupt- und Nebenbürste ist zu allen Zeiten, in denen beide dasselbe Kollektorsegment berühren, gleich Null. Gleitet ein Segment von der Hauptbürste ab, so steigt die Spannung zwischen beiden Bürsten sehr schnell auf einen Wert, der von der Stärke des unterbrochenen Kurzschlußstromes abhängt, und sinkt dann etwas langsamer wieder auf den Wert Null zurück.

Dieser Spannungsverlauf geht aus den unter 28. gegebenen Fig. 31 und 33 deutlich hervor.

Ist die Drehzahl des Ankers der Maschine (I) gleich $784{,}32\,\mathrm{min}^{-1}$ oder $13{,}07\,\mathrm{sec}^{-1}$, so ist $n = 1124$, die Frequenz der Wechselspannung ist also $\omega = 7070$.

Zwischen die beiden Parallelbürsten wurden Kapazitäten von 20 bzw. 10 mf und ein empfindliches Hitzdrahtinstrument in Reihe geschaltet. Der Blindwiderstand $1/\omega C$ des zwischen den Bürsten liegenden Stromweges betrug im ersten Falle 7,07 Ohm, im zweiten 14,14 Ohm; das Hitzdrahtinstrument, dessen Skala nach i_{eff}^2 geeicht ist, lieferte erhebliche Ausschläge. Diese sind ein Maß für die Größe der beim Ablaufen der Segmente von der Hauptbürste entstehenden Spannungsstöße, mithin auch für die Stärke der unterbrochenen Kurzschlußströme. Die Stärke dieser Ströme nimmt beim Verstellen der Bürsten nach beiden Richtungen zu; trägt man also den Ausschlag des Hitzdrahtinstrumentes als Funktion der in Graden der Skala gemessenen Bürstenstellung graphisch auf, so erhält man eine sattelförmige Kurve. Hierbei zeigt sich eine eigentümliche Erscheinung. Die Ausschläge sind nämlich durchweg kleiner, wenn man die Bürsten von der Stellung funkenlosen Ganges entfernt, als wenn man sie dieser Stellung nähert. Fig. 35 zeigt die aufgenommenen Kurven; I ist bei einer Kapazität von 20 mf, II bei einer solchen von 10 mf ermittelt. Die eingezeichneten Pfeilspitzen geben die Richtung an, in der für den betreffenden Kurvenast die Einstellung der Bürsten verändert wurde.

Der nach einer Veränderung der Bürstenstellung eintretende Zustand erweist sich also als abhängig von dem vorhergehenden. Eine Erklärung findet diese Erscheinung durch das Verhalten des Übergangswiderstandes zwischen Bürste und Kollektor bei Änderungen der Temperatur dieser beiden stromführenden Maschinenteile. Geht man von Bürstenstellungen höherer zu Stellungen geringerer Kurzschlußstromstärke über, so ist die Temperatur von Kollektor und Bürsten anfangs höher, als der niedrigen Stromstärke entspricht, der Übergangswiderstand wird also mit zunehmender Abkühlung von Kollektor und Bürsten langsam steigen, der Kurzschlußstrom dementsprechend sinken. Die bei Annäherung an die normale Bürstenstellung aufgenommenen Stromwerte sind also größer, die bei Entfernung von ihr aufgenommenen Werte

kleiner als der Wert, dem sich in jedem Falle bei konstant bleibender Einstellung der Bürsten die Stromstärke nähern würde. Es tritt also eine Hysteresiserscheinung auf. Kehrt man zu der Bürstenstellung zurück, von der man ausgegangen ist, so bildet die Kurve, die sämtliche Stromwerte miteinander verbindet, eine geschlossene Schleife.

Die Bürsten wurden bei der Aufnahme der Kurven beiderseitig stets so weit verschoben, bis der Ausschlag des Hitzdrahtinstrumentes infolge der Lichtbogenbildung inkonstant wurde. Durch Einschalten einer geeigneten Selbstinduktion in den die Parallelbürsten verbindenden Stromweg läßt sich dessen Blindwiderstand herabdrücken und dadurch die Verwendung eines weniger empfindlichen Instrumentes ermöglichen.

Legt man zwischen die Enden der den Polschuh umschlingenden Schleife ein Hitzdrahtamperemeter und trägt dessen Ausschlag als Funktion der Bürstenstellung graphisch auf, so erhält man ganz ähnliche Hysteresiskurven (Fig. 36). Kurve I ist bei leerlaufendem, Kurve II bei belastetem Motor aufgenommen. Wartet man nach jeder Verstellung der Bürsten die konstante Einstellung des Hitzdrahtinstrumentes ab, was etwa 10 bis 15 Minuten in Anspruch nimmt, so erhält man Kurven, die zwischen den Kurvenästen der Fig. 36 verlaufen.

Das Minimum jeder Kurve konnte mit dem benutzten Hitzdrahtinstrument nicht genau ermittelt werden, da seine Skala unterhalb 0,5 Amp. keine Teilung mehr besaß. Die gestrichelten Teile der Kurven geben ihren mutmaßlichen Verlauf unterhalb von 0,5 Amp. an.

Der Übergangswiderstand zwischen Schleifbürsten und rotierenden Stromleitern ist schon der Gegenstand mehrfacher Untersuchungen gewesen[1]); auch Hysteresiserscheinungen, die den beschriebenen verwandt sind, sind beobachtet und mit den Erscheinungen der Lichtbogenhysteresis in Parallele gestellt worden.

[1]) Literaturverzeichnis Nr. 15, 33, 50, 51, 53, 70.

V.

Übersicht über die Literatur.

32. Literatur über die Theorie der Stromwendung. Eine große Zahl von in der elektrotechnischen Literatur über die Theorie der Kommutation veröffentlichten Arbeiten schreibt den weitaus größten Einfluß auf die Kommutationsvorgänge dem veränderlichen Übergangswiderstand zwischen Bürste und Lamelle zu. Sehr klar ist diese Anschauung bei C. C. Hawkins[1]) formuliert: „The importance (of the contact resistance) is so great that it will be found to be in fact the decisive factor in the problem of commutation". Zum Vergleich mit Kap. I sei in großen Zügen die herrschende Ansicht über die Kommutationsvorgänge wiedergegeben.

Den Einfluß des Übergangswiderstandes stellen die meisten Autoren in folgender Weise dar: Ist der Eigenwiderstand R der Spule klein gegen den Übergangswiderstand unter der Bürste, so wird sich der Strom auf die Segmente umgekehrt proportional dem Übergangswiderstande der die Bürste berührenden Segmentoberflächen, also direkt proportional diesen Flächen verteilen. Ist die Bürste schmaler oder höchstens so breit wie eine Lamelle, so berührt sie im allgemeinen Falle zwei Lamellen, eine auflaufende (1) und eine ablaufende (2). Läßt man die Isolationsdicke unberücksichtigt, so ergibt sich für die Berührungsflächen:

$$\left.\begin{aligned} f_1 &= l \cdot b \cdot \frac{t}{T} = l \cdot b \cdot \vartheta \\ f_2 &= l \cdot b \cdot \frac{T-t}{T} = l \cdot b \cdot (1-\vartheta) \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (49)$$

(l = Bürstenlänge, b = Lamellenbreite).

Ist $f_1 < f_2$, so wird ein Strom $J - i$ die Lamelle 1, ein Strom $J + i$ die Lamelle 2 durchsetzen, während der Strom i in der

[1]) Literaturverzeichnis Nr. 37.

kurzgeschlossenen Spule fließt. Ist $f_1 > f_2$ geworden, so führt 1 den Strom $J + i$, 2 den Strom $J - i$, die kurzgeschlossene Spule den Strom $-i$. Die Gleichungen für die Lamellenströme $J_1 = J - i$, $J_2 = J + i$ bleiben also bestehen, nachdem i sein Vorzeichen gewechselt hat.

Unter ausschließlicher Berücksichtigung des Übergangswiderstandes würde also gelten $J_1 = const. \vartheta$, $J_2 = const. (1 - \vartheta)$, d. h. der Strom würde sich geradlinig nach der Gleichung

$$i = J(1 - 2\vartheta)$$

von dem Werte $+J$ auf den Wert $-J$ ändern, die Spule daher für $t = T/2$ stromlos sein (vgl. Fig. 2). Dieser Fall der Stromwendung heißt „reine Widerstandskommutation" und gilt als der ideale, stets anzustrebende Fall der Kommutation [1]). Indessen sind auch Ansichten laut geworden, die eine leicht beschleunigte Kommutation für empfehlenswerter halten [2]).

Der Fall der reinen Widerstandskommutation ist praktisch nicht realisierbar, da eine Reihe von Faktoren verzerrend auf die gerade Übergangslinie von i einwirken. Den bedeutendsten Einfluß auf die Gestalt der Kurzschlußstromkurve üben die Selbstinduktion der kurzgeschlossenen Spule, sowie diejenige EMK aus, die durch das äußere Feld, in dem die Spule kommutiert wird, in dieser induziert wird. Erstere wirkt der raschen Änderung des Kurzschlußstromes entgegen, hat also eine Verzögerung des Kommutationsvorganges zur Folge. i wird daher nicht mehr für $t = T/2$ gleich Null, sondern zu einer anderen Zeit; mit anderen Worten: Die Selbstinduktion der kurzgeschlossenen Spule erzeugt eine EMK, welche einen zusätzlichen Strom durch die Spule schickt, der sich in einer Verzerrung der Kurzschlußstromkurve äußert. Die Kurven $-i_1'$ und $-i_1''$ in Fig. 2 stellen häufig auftretende Formen solcher Kurzschlußstromkurven dar.

Unter der Selbstinduktion ist hierbei ein Scheinwert L_s zu verstehen, der dadurch entsteht, daß die wahre Selbstinduktion der Spule durch die Anwesenheit der ziemlich fest mit ihr gekoppelten gleichzeitig kurzgeschlossenen Spulen in weitgehender Weise verändert wird.

Um die durch L_s erzeugte EMK, die in der Elektrotechnik den Namen „Reaktanzspannung" führt, durch eine gleich große,

[1]) Literaturverzeichnis Nr. 8. — [2]) Ebenda Nr. 23.

entgegengesetzt gerichtete zu kompensieren, läßt man die Spule in einem schwachen, aktiven Felde kommutieren, indem man z. B. den Bürsten eine kleine Verschiebung über die „neutrale Zone“ hinaus erteilt, so daß die von außen induzierte „Wendespannung“ der Reaktanzspannung numerisch gleich wird.

Unter Berücksichtigung von Reaktanz- und Wendespannung (E_w) erhält man für die kurzgeschlossene Spule die Gleichung:

$$L_s \frac{di}{dt} - E_w + Ri - R' \frac{J-i}{\vartheta} + R' \frac{J+i}{1-\vartheta} = 0 \quad . \quad . \quad (50)$$

In dieser Gleichung ist R der Widerstand der Spule, $R' = \varrho \, l \, . \, b$, wobei ϱ den spezifischen Übergangswiderstand zwischen Kohle und Kupfer bedeutet.

Die Lösung der Gl. (50) ist von Arnold und Mie[1]) gegeben worden; Riebesell[2]) hat später weitere Beiträge dazu geliefert. Unter der Annahme, daß die Wendespannung eine lineare Funktion der Zeit sei, ist die Gleichung durch unendliche Reihen lösbar. Das Ergebnis ist jedoch so kompliziert, daß es praktisch unverwendbar erscheint. Indessen existieren verschiedene Verfahren, den Verlauf der Kurzschlußstromkurve auf graphischem Wege wenigstens annähernd zu ermitteln[3]).

Zur rechnerischen Bestimmung der Reaktanz- und Wendespannung sind gleichfalls verschiedene Wege eingeschlagen worden, die aber naturgemäß meist sehr komplizierter Art und relativ wenig zuverlässig sind.

Setzt man $R'T/L_s = \tau'$ und $R/R' = \varepsilon$, so kann man Gl. (50) auf die Form bringen:

$$\frac{di}{dt} - \frac{E_w}{L_s} + i\tau' \left(\frac{\varepsilon}{T} + \frac{1}{T-t} + \frac{1}{t} \right) + J\tau' \left(\frac{1}{T-t} - \frac{1}{t} \right) = 0$$

[Fischer-Hinnen[4])]. Wächst nun t, bis $T - t = dt$ wird, dann werden in beiden Klammerausdrücken alle Glieder klein gegen $1/T - t$. Man erhält also:

$$di + i\tau' + \frac{E_w}{L_s} \cdot dt + J\tau' = 0.$$

Da aber di und dt sehr kleine Größen sind, so folgt für $t = T$:

$$i_{(t=T)} = -J \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (51)$$

[1]) Literaturverzeichnis Nr. 35. — [2]) Ebenda Nr. 21, 49, 58. — [3]) Ebenda Nr. 54. — [4]) Ebenda Nr. 4.

Infolgedessen muß der Lamellenstrom J_2 für $t = T$ stets $= 0$ sein, wie immer die Bürstenverschiebung und die sonstigen Verhältnisse der Maschine seien. Dieser Anschauung zufolge kann also von Unterbrechungsfunken niemals die Rede sein.

Infolge der verzögernden Wirkung der Selbstinduktion wird der Strom erst kurz vor dem Ablaufen durch den rasch wachsenden Übergangswiderstand zwangsweise kommutiert. Dadurch wird die Stromdichte an der ablaufenden Bürstenkante groß, Bürsten- und Lamellenkante werden infolgedessen heiß, letztere schmilzt oberflächlich ab. Es bildet sich eine leitende Brücke aus Kupfer- und Kohleteilchen zwischen Bürste und ablaufender Lamelle, die den Kommutationsvorgang verlängert und den Anlaß zur Bildung eines Lichtbogens gibt. Diese Ansicht ist wohl zuerst von Thorburn Reid [1]) ausgesprochen worden; Einwände dagegen sind im Kap. I, 11 schon vorgebracht.

Eine Reihe von Autoren leitet aus Gl. (50) eine Bedingung für funkenfreies Arbeiten der Maschine ab. Diese Bedingung wird gewöhnlich in der Form gegeben:

$$\tau' = \frac{R' T}{L_s} > 1 \quad \ldots \ldots \ldots \quad (52)$$

Sie ist indessen auch mehrfach der Gegenstand heftiger Angriffe gewesen, da sie häufig mit den Erfahrungstatsachen nicht übereinstimmt.

Bedeckt die Bürste mehrere Lamellen, so werden die Kommutationsvorgänge dadurch kompliziert, daß sich jetzt mehrere, miteinander fest gekoppelte Spulen gleichzeitig im Kurzschluß befinden. Die günstige Wirkung breiter Bürsten wird darauf zurückgeführt, daß L_s, infolgedessen auch die Reaktanzspannung verringert wird und daß die Kommutationsdauer T größer ist als bei schmalen Bürsten. Den Fall vieler bedeckter Lamellen hat Rüdenberg [2]) ausführlich theoretisch behandelt.

33. Literatur über die Theorie der Stromunterbrechung. Auf dem Gebiete der Stromunterbrechung liegen wesentlich weniger Arbeiten vor als auf dem Gebiete der Stromwendung. Von diesen Arbeiten beschäftigt sich ein Teil nur mit der Unterbrechung

[1]) Literaturverzeichnis Nr. 28. — [2]) Ebenda Nr. 20.

eines in einem kapazitätsfreien Kreise fließenden Stromes; ein Vorgang, bei dem oszillatorische Änderungen von Strom oder Spannung nicht auftreten.

Arons[1]) hat das Verhalten von Strom und Spannung in induktiven Kreisen untersucht, deren Widerstand gemäß der Beziehung

$$r = R \frac{T}{T - t}$$

von dem Werte R zur Zeit $t = 0$ schnell auf den Wert ∞ für $t = T$ steigt. Es ist dies dieselbe Beziehung, nach der auf Grund der unter 32. dargelegten Kommutationstheorie der Widerstand sich ändert, den die Berührungsfläche zwischen Bürste und ablaufender Lamelle dem sie durchsetzenden Strom darbietet. Arons fand, daß das Verhältnis der Änderungszeit T zu der Zeitkonstanten $\Theta = L/R$ für den Verlauf von Strom und Spannung maßgebend ist. Der Strom nimmt in jedem Falle stetig von dem Werte E/R bis auf den Wert Null ab, die Spannung bleibt endlich, wenn $T > \Theta$, wird theoretisch $= \infty$, wenn $T < \Theta$ ist. Auf diesem Wege ergibt sich das gleiche Resultat, zu dem auch die Kommutationstheorie [Gl. (52)] gelangt, nämlich, daß für möglichst geringe Funkenbildung die Bedingung $R T L > 1$ unerläßlich ist.

Natalis[2]) untersuchte die Größe der Spannung an der Funkenstrecke, die bei der Öffnung induktiver Kreise auftritt, und kam zu dem Ergebnis, daß sie im allgemeinen bei Öffnung eisenfreier Spulen höher ist als bei Öffnung gleich großer eisenhaltiger Spulen. Benischke[3]) ermittelte den Einfluß eines mit der geöffneten Spule gekoppelten kurzgeschlossenen Kreises, Philippi[4]) den des Elektrodenmateriales und der Schaltgeschwindigkeit.

Einige weitere Arbeiten berücksichtigen auch die Wirkung einer der Funkenstrecke oder der Selbstinduktion parallel geschalteten Kapazität. Johnson[5]) hat theoretisch gezeigt, daß in einer derartigen Anordnung bei einer Stromunterbrechung Schwingungen entstehen; Riefler und Paulus[6]) wiesen dieselben mit

[1]) Literaturverzeichnis Nr. 76. — [2]) Ebenda Nr. 77. — [3]) Ebenda Nr. 81. — [4]) Ebenda Nr. 75. — [5]) Ebenda Nr. 78 u. 80. — [6]) Ebenda Nr. 83.

Hilfe des Oszillographen nach. König[1]) schloß die Sekundärwickelung eines Transformators durch eine Kapazität und unterbrach den Strom im Primärkreise; er konnte die im Sekundärkreise entstehenden Schwingungen mit Hilfe der Braunschen Röhre demonstrieren. Günther[2]), dessen Arbeit hauptsächlich die Messung der im Funken verbrauchten Energie behandelt, berechnet eine „kritische Kapazität", deren Parallelschaltung ein funkenloses Öffnen induktiver Kreise ermöglichen soll, gibt aber selbst an anderer Stelle zu, daß sich der Öffnungsfunke auch durch sehr große Kapazitäten nicht völlig unterdrücken läßt. Burstyn[3]) endlich meint, daß die Löschwirkung des Fizeauschen Kondensators auf schnellen Schwingungen beruhe, die durch den Unterbrechungslichtbogen in dem Kreise erregt werden, den der Kondensator mit seinen Zuleitungen zur Funkenstrecke bildet.

Die Veröffentlichungen, welche für die vorliegende Arbeit von Wert waren, sind in dem nachfolgenden Literaturverzeichnis zusammengestellt.

34. Literaturverzeichnis.

A. Über Stromwendungsvorgänge.

α) Lehrbücher[4]).

1. **F. Niethammer,** Elektromotoren und elektrische Arbeitsübertragung. Handb. d. Elektrotechn. Bd. 9. Leipzig 1901.
2. **C. Heincke u. H. Ebert,** Die Elektrophysik und die Theorie des Elektromagnetismus. Handb. d. Elektrotechn. Bd. 1. Leipzig 1902—1904.
3. **F. Niethammer,** Berechnung und Konstruktion der Gleichstrommaschinen und Gleichstrommotoren. Stuttgart 1903.
4. **J. Fischer-Hinnen,** Die Wirkungsweise, Berechnung und Konstruktion elektrischer Gleichstrommaschinen. Zürich 1904.
5. **G. Kapp,** Dynamomaschinen für Gleich- und Wechselstrom. Berlin 1904.
6. **E. Arnold,** Die Gleichstrommaschine. 2 Bde. Berlin 1906.
7. **S. P. Thompson,** Die dynamoelektrischen Maschinen. Halle 1906.

[1]) Literaturverzeichnis Nr. 118. — [2]) Ebenda Nr. 85. — [3]) Ebenda Nr. 84. — [4]) Für die vorliegende Arbeit kamen nur die in den angeführten Lehrbüchern enthaltenen Abschnitte über die Theorie der Kommutation in Betracht.

8. **K. Pichelmayer,** Dynamobau. Handb. d. Elektrotechn. Bd. 5. Leipzig 1908.
9. **A. Thomaelen,** Kurzes Lehrbuch der Elektrotechnik. Berlin 1910.
10. **F. F. Martens,** Physikalische Grundlagen der Elektrotechnik. 2 Bde. Braunschweig 1913—1914.

β) Monographien und Dissertationen.

11. **F. Niethammer,** Moderne Gesichtspunkte für den Entwurf elektrischer Maschinen und Apparate. München u. Berlin 1903.
12. **F. Punga,** Das Funken von Kommutatormotoren. Hannover 1905.
13. **A. Mauduit,** Recherches expérimentales et théoretiques sur la commutation dans les dynamos à courant continu. Paris 1912.
14. **H. Gallusser,** Ein Beitrag zur Vorausberechnung der Kommutationsverhältnisse bei Gleichstrommaschinen und des Spannungsabfalls bei Wechselstromgeneratoren. Voit, Sammlung elektrotechn. Vortr. Bd. III, Heft 10 u. 11.
15. **M. Kahn,** Der Übergangswiderstand von Kohlenbürsten. Ebenda, Bd. III, Heft 12.
16. **A. Railing,** Über Kommutierungsvorgänge und zusätzliche Bürstenverluste. Ebenda, Bd. IV, Heft 8.
17. **K. Czeija,** Die experimentelle Untersuchung der Kommutationsvorgänge in Gleichstrommaschinen. Ebenda, Bd. V, Heft 9 und 10.
18. **R. Pohl,** Über magnetische Wirkungen der Kurzschlußströme in Gleichstromankern. Ebenda, Bd. VI, Heft 10.
19. **E. Arnold u. J. L. La Cour,** Die Kommutation bei Gleichstrom- und Wechselstrom-Kommutatormaschinen. Ebenda, Bd. IX, Heft 9 u. 10.
20. **R. Rüdenberg,** Theorie der Kommutation in Gleichstromdynamomaschinen, insbesondere beim Gebrauch von Wendepolen und breiten Kollektorbürsten. Ebenda, Bd. X, Heft 11 u. 12.
21. **P. Riebesell,** Über den Kurzschluß der Spulen und die Vorgänge bei der Kommutation des Stromes eines Gleichstromankers. Diss. Kiel 1905.
22. **K. Waldmann,** Beiträge zum Kommutierungsproblem. Diss. (T. H.) München 1907.
23. **F. Jordan,** Experimentelle Untersuchung der Kommutation, mit besonderer Berücksichtigung der Änderung der Übergangsspannung und der Verteilung des Energieverlustes zwischen Kommutator und Bürste. Diss. (T. H.) Karlsruhe 1909.
24. **R. Thury,** Einrichtung zur Verhütung der Funkenbildung bei elektrischen Maschinen mit Stromwender, D. R.-P. 142562 (1903).

γ) Abhandlungen in Zeitschriften.

25. **J. Fischer-Hinnen,** Die Beurteilung von Gleichstrommaschinen mit Bezug auf die Funkenbildung. E. T. Z. 1896, S. 585, 598.

26. **J. Fischer-Hinnen,** Eine neue Methode zur Vermeidung der Funkenbildung von Gleichstrommaschinen. E. T. Z. 1897, S. 786.
27. **M. P. Girault,** Sur la commutation dans les dynamos à courant continu. Bull. de la Soc. Int. des El. XV, 1898, S. 183.
28. **Th. Reid,** Sparking, its cause and effects. The Electrician **40**, 515, 1898.
29. **E. Thomas,** Sparking in dynamos. The Electrician **40**, 557, 1898.
30. **W. H. Everett** u. **A. H. Peake,** Experiments on commutation in dynamos and motors. The Electrician **40**, 861, 1898.
31. **E. Dick,** Über die Ursachen der Funkenbildung an Kollektor und Bürsten bei Gleichstromdynamos. E. T. Z. 1898, S. 802.
32. **J. Fischer-Hinnen,** Über die Funkenbildung an Gleichstrommaschinen. E. T. Z. 1898, S. 850, 867.
33. **E. Arnold,** Der Kontaktwiderstand von Kohlen- und Kupferbürsten und die Temperaturerhöhung eines Kollektors. E. T. Z. 1899, S. 5.
34. **G. Kapp,** Die Funkengrenze bei Gleichstrommaschinen. E. T. Z. 1899, S. 32.
35. **E. Arnold** u. **G. Mie,** Über den Kurzschluß der Spulen und die Kommutation des Stromes eines Gleichstromankers. E. T. Z. 1899, S. 97, 136, 150.
36. **H. Isler,** Beurteilung der Gleichstrommaschinen in Bezug auf die Funkenbildung. E. T. Z. 1899, S. 714, 732.
37. **C. C. Hawkins,** The theory of commutation. The Electrician **46**, 19, 44, 1900.
38. **K. Pichelmayer,** Zur Theorie der Stromwendung. E. T. Z. 1901, S. 967.
39. **F. Punga,** Zur Theorie der Stromwendung. Zeitschr. f. Elektrotechn. 1902, S. 366, 377, 390.
40. **R. Bauch,** Feldverzerrung und Ankerrückwirkung. E. T. Z. 1902, S. 611, 624.
41. **K. Pichelmayer,** Zur Theorie der Stromwendung. E. T. Z. 1902, S. 623.
42. **A. Rothert,** Beitrag zur Theorie der Stromwendung. E. T. Z. 1902, S. 865, 884.
43. **P. Prenzlin,** Über funkenfreies Kommutieren des Stromes von Gleichstrommaschinen mit Kohlenbürsten bei Vor- und Rücklauf der Maschine und konstanter Bürstenstellung in der neutralen Linie. E. T. Z. 1902, S. 933, 958.
44. **E. Arnold,** Beitrag zur experimentellen Untersuchung von Gleichstrommaschinen. E. T. Z. 1903, S. 469.
45. **K. Pichelmayer,** Zur Theorie der Stromwendung. E. T. Z. 1903, S. 1081.
46. **F. Niethammer,** Über Kommutation und Streuung. Zeitschr. f. Elektrotechn. 1904, S. 667.

47. **E. Arnold**, Einiges über Kommutation und Wendepole. Zeitschr. f. Elektrotechn. 1905, S. 698, 765.
48. **G. Mie**, Über die Kurzschlußstromkurve eines Gleichstromankers. Zeitschr. f. Math. u. Phys. **53**, 37, 1906.
49. **P. Riebesell**, Über die Kommutation des Stromes in Gleichstromgeneratoren. Zeitschr. f. Math. u. Phys. **53**, 337, 1906.
50. **E. Arnold**, Über die Untersuchung von Dynamobürsten. E. u. M. 1906, S. 615.
51. **E. Siedek**, Die Vorgänge an Kohlenbürsten. E. T. Z. 1906, S. 1057.
52. **W. Oelschläger**, Über die Lamellenspannung und die kritische Umdrehungszahl bei Nebenschlußmotoren mit starker Geschwindigkeitsregelung. E. T. Z. 1907, S. 211.
53. **E. Arnold** u. **E. Pfiffner**, Die Übergangsspannung von Kohlenbürsten in Abhängigkeit von der Temperatur. E. T. Z. 1907, S. 263.
54. **H. Linsenmann**, Die graphische Behandlung des Kommutierungsvorganges. E. T. Z. 1907, S. 506.
55. **C. Menges**, Zur näheren Erläuterung der neutralen Kommutierungszone. E. T. Z. 1907, S. 1058.
56. **R. Rüdenberg**, Der Einfluß der Zähne und Nuten auf die Wirkungsweise der Dynamoanker. E. u. M. 1907, S. 599, 618.
57. **R. Rüdenberg**, Grundlagen des Kommutierungsproblems. E. T. Z. 1908, S. 65.
58. **P. Riebesell**, Über die Theorie des Gleichstromgenerators. Ann. d. Phys. **25**, 135, 1908.
59. **H. Poincaré**, Sur la théorie de la commutation. La Lumière électrique, 1908, II, S. 295.
60. **J. Lisca**, Die Funkenspannung zwischen Kommutator und Bürste. E. T. Z. 1909, S. 82.
61. **R. Rüdenberg**, Die Kommutierungsbedingung für Dynamomaschinen. E. T. Z. 1909, S. 370.
62. **J. Sumec**, Über den heutigen Stand der Kommutierungstheorie. E. T. Z. 1909, S. 936, 972.
63. **G. W. Worrall**, Commutation phenomena and magnetic oscillations occurring in direct-current machines. The Electrician 1910, S. 182, 235.
64. **Th. Hoock**, Die Segmentspannung der Gleichstrommaschinen. E. T. Z. 1910, S. 1267.
65. **H. S. Hallo**, Kommutation bei Einankerumformern. E. T. Z. 1911, S. 880.
66. **R. Richter**, Zur Funkenunterdrückung bei Wechselstrom-Kommutatormotoren. E. T. Z. 1911, S 1258, 1291.
67. **K. Pichelmayer**, Zur Theorie der Stromwendung. E. T. Z. 1912, S. 3.
68. **F. Niethammer**, Zur Theorie der Stromwendung. E. T. Z. 1912, S. 266.
69. **K. Pichelmayer**, Zur Theorie der Stromwendung. E. T. Z. 1912, S. 1100, 1129.

70. **F. Hayashi**, Die Abhängigkeit des Übergangswiderstandes der Kohlenbürsten von der Temperatur. Arch. f. Elektrotechn. **2**. 70, 1913.
71. **L. Binder**, Stromwendung und Wendepole. E. u. M. 1913, S. 177, 206.
72. **C. Menges**, Die neutrale Kommutierungszone. E. u. M. 1913, S. 549.
73. **K. Pichelmayer**, Zur Theorie der Stromwendung. E. u. M. 1913, S. 693.
74. **G. W. Worrall**, The Physical Theorie of Commutation. The Electrician 1913, S. 715.

B. Über Stromunterbrechungsvorgänge.

75. **E. Philippi**, Über Ausschaltvorgänge und magnetische Funkenlöschung. Diss. (T. H.) Danzig 1909.
76. **L. Arons**, Über den Extrastrom beim Unterbrechen eines elektrischen Stromkreises. Ann. d. Phys. **63**, 177, 1897.
77. **F. Natalis**, Spannungskurven bei Ausschaltung induktiver Widerstände. E. T. Z. 1898, S. 592.
78. **K. R. Johnson**, Über den Extrastrom beim Unterbrechen eines elektrischen Stromkreises. Ann. d. Phys. **2**, 179, 1900.
79. **L. Kallir**, Über den Verlauf des Unterbrechungsfunkens im Wechselstromkreise bei Metallelektroden, insbesondere bei Quecksilberelektroden. Ann. d. Phys. **2**, 250, 1900.
80. **K. R. Johnson**, Über den Öffnungsstrom in einem verzweigten Stromkreise. Ann. d. Phys. **2**, 495, 1900.
81. **G. Benischke**, Der Einfluß eines sekundären Stromes auf Überspannung und Funkenbildung bei Stromunterbrechung. E. u. M. 1906, S. 923.
82. **M. Kallmann**, Die Verhütung der Extrastromfunken. E. T. Z. 1908, S. 1134.
83. **S. Riefler** u. **C. Paulus**, Die Mittel zur Beseitigung des Öffnungsfunkens beim Ausschalten von Elektromagneten. E. T. Z. 1910, S. 861.
84. **W. Burstyn**, Ein neues Verfahren zur Löschung des elektrischen Lichtbogens und seine Anwendung auf Schalter und Unterbrecher. E. T. Z. 1913, S. 1225.
85. **O. E. Günther**, Energie und Widerstand von Öffnungs- und Schließungsfunken in induktiven Stromkreisen; Funkenlöschung durch Kondensatoren. Ann. d. Phys. **42**, 94, 1913.

C. Über die Konstruktion von Gleichstrommaschinen, soweit sie mit dem Kommutierungsproblem zusammenhängt.

86. **W. M. Mordey**, Über Dynamomaschinen. E. T. Z. 1897, S. 412.
87. **F. Niethammer**, Beiträge zur Berechnung und Beurteilung von Dynamomaschinen und Motoren. E. T. Z. 1900, S. 528, 549.

88. **H. M. Hobart,** Moderne kommutierende Dynamomaschinen. E. T. Z. 1901, S. 868.
89. **A. Hundt,** Über Gleichstrommaschinen mit veränderlicher Umdrehungszahl. E. T. Z. 1902, S. 235.
90. **A. Rothert,** Wieviel Kollektorlamellen soll eine Gleichstrommaschine haben? E. T. Z. 1902, S. 309.
91. **F. Niethammer,** Über den Entwurf sehr rasch und sehr langsam laufender Maschinen. E. T. Z. 1902, S. 437.
92. **F. Eichberg,** Über kompensierte Gleichstrommaschinen, System Déri. E. T. Z. 1902, S. 817.
93. **R. Hellmund,** Behandlung von Kollektoren und Schleifringen. E. T. Z. 1902, S. 824.
94. **E. Korrodi,** Zur Berechnung der Gleichstrommaschinen. E. T. Z. 1902, S. 1042.
95. **H. M. Hobart,** Der Einfluß der Tourenzahl auf den Entwurf von Gleichstrommaschinen. E. T. Z. 1903, S. 821.
96. **R. Pohl,** Über Kommutierungsmagnete für Gleichstrommaschinen. E. T. Z. 1905, S. 509.
97. **M. Breslauer,** Gleichstrommaschinen mit Hilfspolen. Versuche und Dimensionierung. E. T. Z. 1905, S. 640.
98. **G. Dettmar,** Beeinflussung des Gleichstrommaschinenbaues durch Einführung der Wendepole. E. T. Z. 1906, S. 23.
99. **E. Arnold,** Einiges über Wendepolmaschinen und kompensierte Maschinen. Zahl der Wendepole. E. T. Z. 1906, S. 717.
100. **W. Oelschläger,** Betrachtungen über den Einfluß des Wendepoles auf den Entwurf normaler Gleichstrommaschinen. E. T. Z. 1906, S. 783.
101. **E. Ziehl,** Moderne Anschauungen über die Konstruktion elektrischer Maschinen. E. T. Z. 1906, S. 956.
102. **F. Pelikan,** Zur Theorie und Konstruktion von Wendepolmaschinen. E. T. Z. 1907, S. 26.
103. **A. Rothert,** Gleichstrommaschinen mit Wendepolen. E. T. Z. 1907, S. 1108.
104. **R. van Cauvenberghe,** Über einige Eigenschaften der Kommutatorgeneratoren. E. u. M. 1910, S. 953.
105. **F. F. Martens** u. **G. Zickner,** Elektrische Maschinen für Vorlesungs- und Übungszwecke. Verh. d. D. phys. Ges. **16**, 7, 1914.

D. Abhandlungen verschiedenen Inhaltes.

106. **H. Busch,** Stabilität, Labilität und Pendelungen in der Elektrotechnik. (Monographie.) Leipzig 1913.
107. **W. Siebert,** Pendelerscheinungen an Gleichstrommaschinen mit Hilfspolen. E. T. Z. 1906, S. 523.
108. **G. W. Berndt,** Über Stromschwankungen an Gleichstromdynamos. Ann. d. Phys. **23**, 805, 1907.

109. **R. Rüdenberg,** Eine Methode zur Erzeugung von Wechselströmen beliebiger Periodenzahl. Phys. Zeitschr. 1907, S. 668.
110. **O. M. Corbino,** Über die elektrischen Schwingungen, welche man mit dem System „Reihendynamo-Kondensator" erhalten kann. Phys. Zeitschr. 1908, S. 193.
111. **O. M. Corbino,** Eine elektromechanische Anordnung zur direkten Umwandlung von Gleichstrom in kontinuierliche, elektrische Schwingungen hoher Frequenz. Phys. Zeitschr. 1908, S. 195.
112. **R. Rüdenberg,** Elektrische Eigenschwingungen in Dynamomaschinen. Arch. f. Elektrotechn. **1**, 34, 1912.
113. **K. Simons,** Elektrische Eigenschwingungen in Dynamomaschinen. Arch. f. Elektrotechn. **1**, 325, 1912.
114. **G. Seibt,** Schwingungen in Gleichstromnetzen. E. T. Z. 1913, S. 969.
115 **F. Richarz** u. **W. Ziegler,** Analyse oszillierender Flaschenentladungen vermittelst der Braunschen Röhre. Ann. d. Phys. **1**, 468, 1900.
116. **F. Wittmann,** Untersuchung und objektive Darstellung von Flaschenbatterie- und Induktionsströmen. Ann. d. Phys. **12**, 373, 1903.
117. **H. Diesselhorst,** Demonstrationsapparate zur Analyse elektrischer Schwingungen. Verh. d. D. phys. Ges. **10**, 306, 1908.
118. **W. König,** Über Demonstration langsamer elektrischer Schwingungen. Verh. d. D. phys. Ges. **10**, 794, 1908.
119. **H. Fassbender** u. **E. Hupka,** Aufnahme von Schwingungskurven kleiner Amplituden. Phys. Zeitschr. 1912, S. 559.
120. **R. Lindemann,** Erweiterung des Bereiches von Wellenmessern mit Hilfe von Oberschwingungen des Poulsengenerators. Verh. d. D. phys. Ges. **14**, 624, 1912.
121. **F. F. Martens,** Über Vorgänge in Schwingungskreisen (I.). Verh. d. D. phys. Ges. **16**, 100, 1914.
122. **D. Roschansky,** Zur Frage des Funkenwiderstandes. Phys. Zeitschr. 1908, S. 627.
123. **D. Roschansky,** Zur Theorie des sogenannten Funkenwiderstandes. Phys. Zeitschr. 1908, S. 635.
124. **D. Roschansky,** Über den Einfluß des Funkens auf die oszillatorische Kondensatorentladung. Ann. d. Phys. **36**, 281, 1911.
125. **W. Wittek,** Die Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten von in Eisen gebetteten Spulen. E. T. Z. 1906, S. 53.

35. Schluß. Nachdem die Ergebnisse der Arbeit im vorstehenden ausführlich dargestellt sind, sei im folgenden noch eine kurze Zusammenfassung derselben gegeben.

1. Die Arbeit beruht auf dem Gedanken, daß beim Ablaufen jeder Kollektorlamelle von einer Schleifbürste ein in einem induktiven Stromkreis fließender Strom unterbrochen wird, daß also der

hierbei auftretende Funke im Gegensatz zu vielfach angenommenen Ansichten ein typischer Unterbrechungsfunke ist. Die Ansicht, daß ein Kurzschlußstrom unterbrochen wird, wird dadurch begründet, daß der Widerstand der Übergangsschicht zwischen Bürste und Segment sich nicht umgekehrt proportional dieser Fläche ändert, sondern durch die Temperatur von Kollektor und Kohle wesentlich beeinflußt wird. Die Bedingung, unter der das Feuern verschwindet, wurde aufgestellt und erhielt eine von der üblichen abweichende Form.

2. Es ist ferner die Gleichung der Kurzschlußstromkurve für blattartig geteilte breite Bürsten aufgestellt und der Verlauf der Kurve unter weiteren einschränkenden Bedingungen gezeichnet worden.

3. Es wurde eine in diesem Zusammenhang neue Erklärung der Wirkungsweise breiter Bürsten in bezug auf die Verringerung der Funkenbildung gegeben.

4. Für Maschinen mit verteilter Wickelung des Stators (mit oder ohne Kompensation) wurde eine Formel zur Berechnung der günstigsten Bürstenstellung abgeleitet und diese Formel experimentell bestätigt.

5. Die Vorgänge bei der Unterbrechung eines Stromes in einem induktiven Kreise wurden mit der Braunschen Röhre untersucht. Es ergab sich das Resultat, daß im Moment des Öffnens die Spannung an der Öffnungsstelle eine sprungartige Änderung erleidet, die in vielen Fällen die Ursache zur Entstehung eines Funkens bildet. Dieses Ergebnis beseitigt einen bis jetzt bestehenden Unterschied zwischen Theorie und Experiment; es zeigt, daß in Fällen, in denen die geltende Theorie eine funkenlose Unterbrechung verlangte, in Übereinstimmung mit der Erfahrung dennoch ein Funke entsteht.

6. Die aufgestellte, zum Teil schon bekannte Theorie gestattet, die Gestalt der periodischen oder aperiodischen Strom- und Spannungskurven aus den Konstanten des geöffneten Kreises zu berechnen. Die experimentelle Prüfung bestätigt die Theorie und gibt auch den Sprung der Spannung an der Öffnungsstelle numerisch genau wieder.

7. Es wird gezeigt, daß die Art des Öffnens Einfluß auf die Schwingungen hat und daß der Öffnungsfunke unter Umständen

das Auftreten von Schwingungen ganz verhindern kann. Letzteres scheint häufig der Fall zu sein beim Öffnen der Spulen eines Trommelankers im Moment des Ablaufens von der Bürste.

8. Der meistens aperiodische Spannungsverlauf beim Ablaufen eines Kommutatorsegmentes von der Bürste wurde durch Versuche mit dem rotierenden Spiegel und der Braunschen Röhre festgestellt.

9. Mit dem rotierenden Spiegel wurden Länge und Dauer des Lichtbogens bestimmt, in wenigen Fällen auch oszillatorische Vorgänge beobachtet.

10. Die Versuche mit der Braunschen Röhre ergaben das Auftreten hoher Spannungsspitzen beim Öffnen, die durch Parallelschaltung von Kapazität zu der geöffneten Spule zum Verschwinden gebracht werden können. Die hierzu erforderliche Kapazität hängt von Widerstand und Selbstinduktion der Spule ab und beträgt im allgemeinen mehrere Mikrofarad. Die Lamellenkapazität ist zu diesem Zwecke viel zu klein.

11. Selbstinduktion der Ankerspule und Lamellenkapazität wurden gemessen.

12. Eine im Prinzip schon bekannte Hysteresiserscheinung der Bürstenstellung, die auf Temperatureinflüsse zurückführbar ist, wurde nochmals bestätigt.

Die Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Handelshochschule zu Berlin angefertigt. Für vielfache Anregung und Förderung bei der Ausführung derselben bin ich Herrn Prof. Martens zu herzlichstem Danke verpflichtet. Auch der Assistent des Institutes, Herr Dr. Moeller, hat mich bei den praktischen Versuchen in dankenswerter Weise unterstützt.

Berlin, im April 1914.

Gustav Zickner.

Lebenslauf.

Ich bin am 1. Januar 1891 als Sohn des expedierenden Sekretärs im Kaiserlich-statistischen Amt, jetzigen Geheimen Rechnungsrates im Reichsamt des Innern, Paul Zickner und seiner Gattin Sophie, geb. Schwintzer, zu Schöneberg bei Berlin geboren. Ich bin evangelischer Konfession.

Ostern 1897 wurde ich in das Kgl. Kaiserin-Augusta-Gymnasium zu Charlottenburg aufgenommen, welches ich Ostern 1909 mit dem Zeugnis der Reife verließ. Darauf studierte ich in Heidelberg (S.-S. 1909) und Berlin Mathematik und Naturwissenschaften und nahm u. a. an den Vorlesungen und Übungen folgender Herren Professoren und Dozenten teil:

Blasius, Cassirer, Erdmann, Frobenius, Hellmann, Henning, Knoblauch, Koenigsberger (Heidelberg), Krigar-Menzel, Lehmann-Filhés, Lenard (Heidelberg), Lockemann, Marcuse, Martens, Nernst, Planck, Regener, Riehl, Rubens, Schottky, Schur, Schwarz, Stumpf, Warburg, Wehnelt, Weinstein.

Von Ostern 1912 bis Ostern 1914 war ich hauptsächlich mit den Untersuchungen beschäftigt, deren Resultat die vorliegende Arbeit ist.

Die Promotionsprüfung bestand ich am 16. Juli 1914. Seit dem 1. Mai 1914 bin ich Assistent am physikalischen Institut der Handelshochschule zu Berlin.

Gustav Gottfried Zickner.